

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGENIEUR

par

Pierre FORAY

Ingénieur E.C.L.

SUJET

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES
TASSEMENTS ET DE LA FORCE
PORTANTE DES PIEUX**

Soutenue le 28 Janvier 1972, devant la Commission d'Examen

M. SANTON

Président

M. ANGLES D'AURIAC

M. GIROUSSE

} Examineurs

M. BIAREZ

Rapporteur

GRENOBLE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGENIEUR

par

Pierre FORAY

Ingénieur E.C.L.

SUJET

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES
TASSEMENTS ET DE LA FORCE
PORTANTE DES PIEUX**

Soutenue le 28 Janvier 1972, devant la Commission d'Examen

M. SANTON

Président

M. ANGLES D'AURIAC

M. GIROUSSE

} Examineurs

M. BIAREZ

Rapporteur

GRENOBLE



REMERCIEMENTS

Cette étude a été effectuée au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, Section Mécanique des Sols.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur Le Professeur SANTON qui m'a enseigné les éléments de la Physique des Sols et m'a fait l'honneur d'accepter la Présidence du Jury de ma thèse.

Monsieur Le Professeur ANGLES D'AURIAC m'a initié à la Mécanique des Milieux Continus. Je lui exprime ici toute ma reconnaissance.

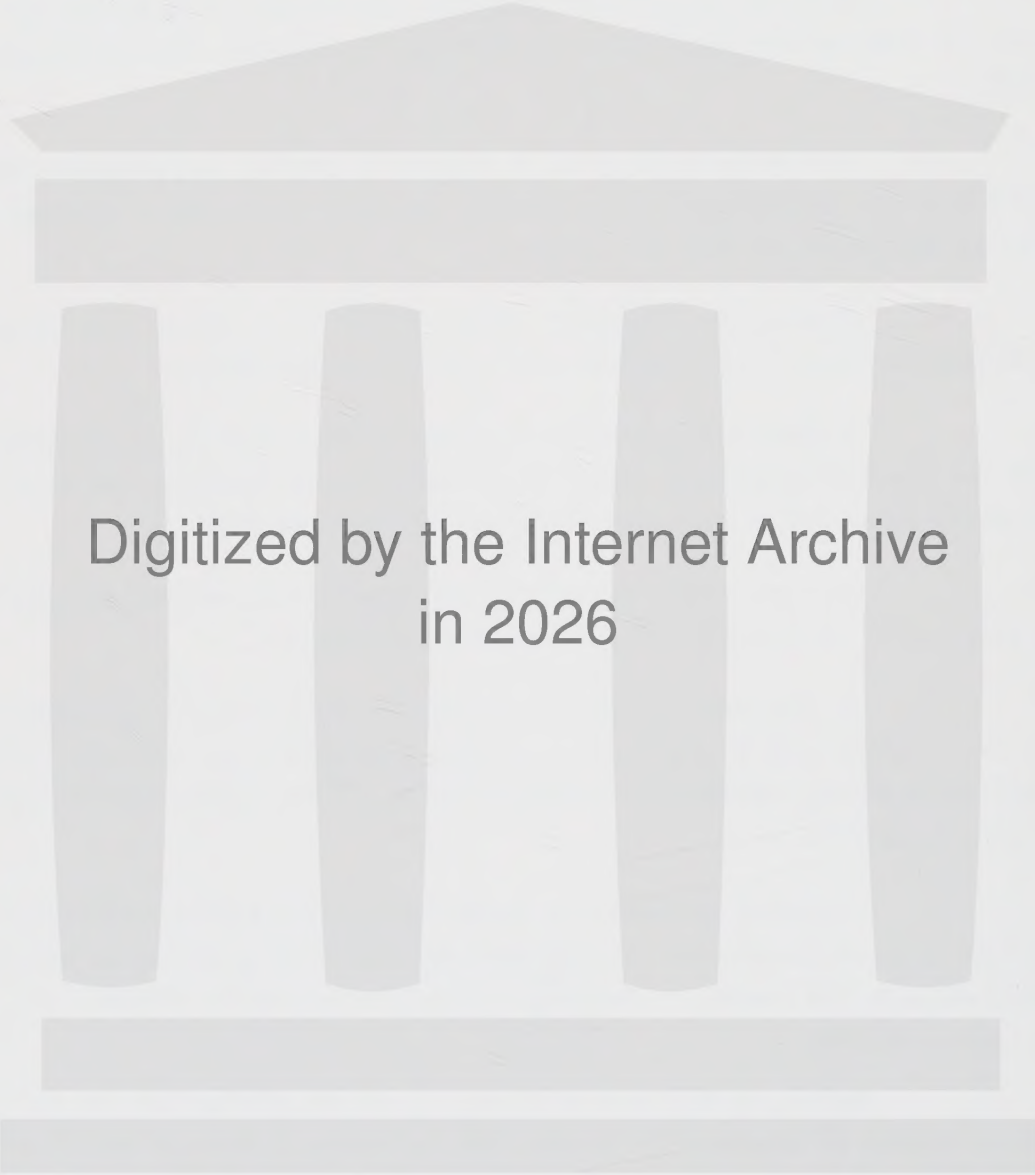
J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Le Professeur BIAREZ qui m'a fait bénéficier de sa large expérience en Mécanique des Sols et a assuré la direction de mon travail en lui apportant ses conseils.

Monsieur GIROUSSE a bien voulu apporter son optique de praticien à la critique de ce travail ; je l'en remercie sincèrement.

Je remercie tous mes camarades de Laboratoire, en particulier Monsieur GRESILLON pour l'aide constante qu'il a apporté à ma recherche, ainsi que Messieurs BOULON, BOURGEOIS, CHAMBON, LECONTE, PICHE, PUECH, TERRIEZ pour leur aide matérielle.

J'exprime également ma reconnaissance à Monsieur BIGUENET et aux Techniciens du Laboratoire qui ont beaucoup participé à la mise en oeuvre expérimentale de mon travail : Messieurs ADRIEN, BLANC, FELIX, LAURENS, PETITJEAN et SALOMON.

Enfin, la réalisation matérielle de cet ouvrage est due à Madame CIALDELLA et Mademoiselle SOLARO pour la frappe, à Monsieur BRAULT pour ses photocopies, au tirage minutieux et soigné de Monsieur ELBERG. Je leur adresse toute ma gratitude.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533909_0006

TABLE DES MATIERES

PREMIERE PARTIE

ETUDE DU COMPORTEMENT D'UN PIEU

DANS LE DOMAINE DES PETITES DEFORMATIONS

1

Introduction	2
Notations 1ère partie	3

<u>CHAPITRE 1 : HYPOTHESES</u>	5
--------------------------------	---

I.1 Loi rhéologique	5
I.2 Conditions aux limites	6
I.2.1. Concernant le pieu	6
I.2.2. Concernant le sol	6

<u>CHAPITRE II : METHODES DE CALCUL</u>	8
---	---

A - PLAQUE ENTERREE	8
A1 - Application de la théorie de BOUSSINESQ	8
A2 - Application de la théorie de MINDLIN	8
A3 - Application des méthodes numériques	9

B - PIEUX

B1 - Pieu d'élanement infini : Calcul de GEDDES	11
B2 - Pieu réel d'élanement fini : Méthode générale analytique pour le cas du pieu rugueux	13
B21 Principe	13
B22 Solutions	14
B3 - Pieu incompressible	16
B31 Solution de POULOS et DAVIS	16
B32 Méthodes numériques pour le pieu incompressible.	23
B4 - Pieu incompressible en milieu homogène	27
B41 Généralités	27
B42 Calcul de MATTES-POULOS	28
B43 Calcul de BUTTERFIELD et BANERJEE	32
B44 Calcul de NISHIDA	33
B45 Calcul de GAMBIN	36
B46 Calcul de CAMBEFORT-CASSAN	41
B47 Calcul de REESE	48

II

B5 - Pieu compressible reposant sur une couche dure.....	50
B51 Calcul de POULOS-MATTES	50
B52 Calcul de GAMBIN	55
B6 - Comparaison des différentes méthodes	57
B61 Discussion des hypothèses	57
B62 Discussion des conditions aux limites	57
B63 Discussion des calculs	58
B64 Discussion des résultats	59
B7 - Méthode pratique - Conclusion	63
BIBLIOGRAPHIE 1ère partie	65

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DU COMPORTEMENT D'UN PIEU

DANS LE DOMAINE DES GRANDES DEFORMATIONS

DANS LE DOMAINE DES GRANDES DEFORMATIONS	69
Principales notations de la deuxième partie	70
Introduction	72

CHAPITRE 1 : MILIEU PULVERULENT

I. EFFORT DE POINTE	76
I.1 Méthode de calcul	76
I.11 Faible profondeur. Milieu incompressible	78
1) Calculs à deux dimensions	78
2) Calculs à trois dimensions	78
I.12 Moyenne profondeur. Milieu incompressible	79
1) Calcul à deux dimensions de JAKY, DE BEER et MEYERHOF	79
2) Calculs à trois dimensions	80
a) SKEMPTON, YASSIN, GIBSON	80
b) BIAREZ, GRESILLON	80
I.13 Grandes profondeurs. Milieu compressible	85
1) Calculs à deux dimensions	85
a) JAKY, DE BEER, MEYERHOF.....	85
b) L'HERMINIER	86
c) CAQUOT-KERISEL	88
d) VESIC	88

III

2) Calculs à trois dimensions	89
a) SKEMPTON, YASSIN, GIBSON	89
b) BEREZANTZEV	90
3) Calcul de GRESILLON : Expression du palier	90
I.2. Etudes expérimentales	103
I.21 Essais de KERISEL, ADAM, TCHENG	104
I.22 Essais de VESIC sur pieux moulés	108
I.23 Essais réalisés au Laboratoire	112
1) Essais à deux dimensions (BIAREZ, BUREL).....	112
2) Essais de REY	114
3) Essais de GRESILLON	115
4) Essais avec surcharge (DESSAINT-GRESILLON).....	118
I.24 Nos essais	124
1) Matériau utilisé	124
2) Essais à faible profondeur	126
a) Dispositif expérimental	126
b) Résultats	127
c) Interprétation	130
3) Essais à grande profondeur	139
a) Dispositif expérimental	139
b) Essais réalisés	142
4) Interprétation des essais	156
a) Départ des courbes	156
b) Moyenne profondeur	157
c) Grande profondeur	162
II. FROTTEMENT LATERAL	171
II.1 Méthodes de calcul	171
II.1.1 Faibles enfoncements	172
a) Butée	172
b) Méthode de DÖRR-TERZAGHI	173
II.1.2 Grands enfoncements : Méthode de BIAREZ-GRESILLON	175
II.2 Etude expérimentale	176
II.2.1 Essais KERISEL-GRESILLON	176
II.2.2 Nos essais	176

IV

III. METHODE DE CALCUL PRATIQUE	187
III.1 Evaluation de q_1	188
a) milieu homogène	188
b) milieu pulvérulent surchargé	188
III.2 Détermination de l'ancrage	189
III.3 Evaluation du frottement latéral	190
 CHAPITRE II : MILIEU COHERENT	193
I. EFFORT DE POINTE	194
I.1 Méthodes de calcul	194
I.1.1 Faibles profondeurs	194
a) calcul à deux dimensions	194
b) calcul à trois dimensions	195
I.1.2 Grandes profondeurs	196
a) calcul à deux dimensions	196
b) calcul à trois dimensions	196
I.2 Etudes expérimentales	198
I.2.1 Essais de MEYERHOF et SKEMPTON	198
I.2.2 Nos essais	198
1) Dispositif expérimental	198
2) Matériau utilisé	199
3) Les essais	199
4) Interprétation	203
 II FROTTEMENT LATERAL	208
II.1 Méthode de calcul	208
II.2 Etude expérimentale	210
 BIBLIOGRAPHIE 2ème partie	213

INTRODUCTION

Cette étude concerne le comportement des fondations profondes (pieux) sollicitées verticalement. Nous avons porté notre attention sur le cas du pieu unique.

De même qu'on peut schématiser la loi de comportement du sol par deux domaines, l'un élastique, l'autre plastique, l'étude d'un pieu devra comporter deux phases :

- sollicitations petites en déplacement ou en contrainte.
La loi du sol sera alors d'abord élastique.
- sollicitations importantes en déplacement ou contrainte.
Ce sont les caractéristiques plastiques du sol qu'il conviendra de faire intervenir.

Cet ouvrage comprend donc deux parties. Dans la première -essentiellement bibliographique-, nous analysons le comportement d'un pieu sollicité sous sa charge de service; c'est le tassement qui nous intéresse. Dans la seconde nous étudions la "rupture" afin de pouvoir proposer une charge de service raisonnable. Cette partie expérimentale est suivie d'une proposition pour une méthode pratique pour le calcul de la rupture d'un pieu.

PREMIERE PARTIE

ETUDE DU COMPORTEMENT D'UN
PIEU DANS LE DOMAINE DES
PETITES DEFORMATIONS

INTRODUCTION

L'étude du comportement du pieu dans le domaine des petites déformations est une analyse de l'effet produit sur le sol par la charge du pieu en service, en principe inférieure à la charge de rupture. Ceci suppose bien entendu qu'on a par ailleurs évalué cette portance limite par une étude en grandes déformations. (cf. 2^{ème} partie).

Son but est de nous renseigner sur la distribution de la charge le long du pieu qui permet de calculer finalement le tassement en tête pour une charge donnée. En pratique elle a donc une grosse importance, car s'il est relativement rare de voir poinçonner des pieux en service, des tassements inattendus peuvent néanmoins provoquer des désordres dans les structures fondées sur pieux espacées ou sur pieux en groupe.

Encore aujourd'hui, le meilleur moyen de déterminer le tassement d'un pieu consiste à effectuer un essai de chargement statique. Mais on possède maintenant des méthodes de calcul permettant une bonne approximation de la courbe efforts-déplacements pour les petites déformations.

NOTATIONS 1ère partie

R	rayon du pieu
B	diamètre du pieu
D	longueur du pieu
S	section du pieu
P	charge appliquée en tête de pieu
h	hauteur de la couche du sol
E, E_s	module d'élasticité du sol
E_p	module d'élasticité du pieu
$K = E_p / E_s$	compressibilité relative du pieu
E_b	module d'élasticité du substratum
E_u	module d'élasticité non drainé
E'	module d'élasticité drainé
ν, ν_s	coefficient de POISSON du sol
ν_u	coefficient de POISSON non drainé
ν'	coefficient de POISSON drainé
τ	contrainte tangentielle de frottement latéral
σ_b, q_b	contrainte à la base du pieu
r_{ij}	facteur de déplacement d'un élément i de pieu, dû aux contraintes sur l'élément j.
r_{ib}	facteur de déplacement d'un élément i dû aux contraintes sur la base.
r_{bj}	facteur de déplacement de la base dû aux contraintes sur l'élément j.
r_w	facteur de tassement global, $r_w = w \frac{EB}{P}$
r_s	facteur de tassement $r_s = \frac{wE}{2Bc}$
w_b	déplacement de la base
w	tassement en tête de pieu
$w_{(z)}$	tassement du sol à la cote z
c	cohésion du sol
c_a	adhérence pieu-sol
N_c	coefficient de force portante des fondations profondes en milieu cohérent.

- P_u charge limite du pieu en plasticité
 P_s charge prise par frottement latéral
 P_{su} charge limite prise par frottement latéral
 x_1, x_2, x_3 coefficients du calcul de NISHIDA
 C_q part de charge en pointe de GAMBIN
 C_l coefficient de déformation du fût (GAMBIN)
 λ coefficient de forme (GAMBIN)
 $\alpha, \beta, q, R, g, l_o, f$ coefficients de CAMBEFORT - CASSAN

CHAPITRE I

HYPOTHESES

I.1 LOI RHEOLOGIQUE

En petites déformations, on considère généralement que la loi de comportement du sol est l'élasticité linéaire.

Les méthodes les plus générales assimilent le sol à un solide élastique, homogène et isotrope, ce qui se traduit par le fait qu'un effort appliqué en un point quelconque du sol, en surface ou en profondeur, entraîne des contraintes et des déformations en tout autre point du massif. Analytiquement, ce sont les études à partir de celles de BOUSSINESQ pour les efforts en surface et à partir de celles de MINDLIN pour les efforts en profondeur. On se place évidemment dans un cas idéal car en réalité le sol n'est ni isotrope ni même homogène, son module d'élasticité augmente souvent avec la profondeur.

Cette élasticité peut aussi être traduite par le modèle courant et simplifié qui considère que le sol est formé d'un certain nombre de ressorts indépendants, dont chacun développe une action proportionnelle à sa déformation, en supposant que l'action en un point est indépendante des ressorts aux autres points. C'est le principe des "coefficients de raideur" appliqué par REESE aux pieux.

Remarquons que la méthode semi-empirique de CAMBEFORT, très répandue en France suppose à priori une loi de comportement du sol s'exprimant par une loi de variation de frottement latéral qui, dans le domaine des petites déformations, l'apparente aux théories avec coefficients de raideur.

Remarque : Lorsque les contraintes développées autour du pieu par la charge en tête deviennent trop fortes, le comportement du sol n'est plus élastique dans tout le massif. En effet le passage de la phase élastique à la rupture se fait progressivement par une entrée en plasticité locale le long du pieu. Lorsqu'on est en grandes

déformations, tout autour du pieu, on trouve des zones plastiques. Pour tenir compte de cette transition, on peut proposer, pour des déformations moyennes, un schéma élasto-plastique du sol.

Enfin, si jusqu'à présent il est impossible d'exprimer analytiquement les contraintes et les déformations autour du pieu, le développement actuel des méthodes numériques permet d'exprimer directement la loi élastique pour un problème donné.

I.2. CONDITIONS AUX LIMITES :

I.2.1. Concernant le pieu :

a) Déformabilité : Les calculs peuvent être menés en considérant le pieu comme rigide ou compressible, et dans ce dernier cas en le supposant parfaitement élastique pour le domaine de contraintes considéré. En fait la notion de compressibilité du pieu est relative. Ce qui compte, c'est la compressibilité du pieu par rapport à celle du sol. Par exemple dans l'argile molle on pourra très facilement supposer le pieu parfaitement rigide, alors que dans un sable dense sa compressibilité ne sera plus négligeable devant celle du sol.

b) Dimensions : En milieu homogène la répartition des contraintes dépendra du diamètre ou de la forme de la section ainsi que de la profondeur du pieu.

c) Rugosité : Il faut distinguer le cas du pieu rugueux pour lequel, au cours des petits déplacements, les points du sol le long du fût "collent" au pieu et ont par conséquent les mêmes déplacements que les points correspondants du pieu, du cas du pieu lisse, pour lequel il y a glissement sol-pieu. Dans la pratique on peut considérer le pieu rugueux tant qu'on se trouve dans le domaine des micro-déformations.

d) Nombre de pieux : Lorsque les pieux de fondation sont suffisamment espacés, on peut estimer qu'il n'y a pas interaction entre eux ; mais lorsqu'on a un groupe assez serré, le champ de contraintes développé par l'un jouera sur le tassement des autres.

I.2.2. Concernant le sol :

a) Dimensions de la couche : On suppose en général que le massif est semi-indéfini. Le calcul est de moins en moins exact suivant que la distance de la pointe du pieu à un substratum rocheux par exemple est plus faible. D'autre part le pieu peut traverser plusieurs couches différentes : le milieu n'est donc plus homogène. Certains auteurs ont tenu compte d'une épaisseur limitée de la cou-

che de sol (cas du substratum).

b) Nature de la couche : Pour le pieu "flottant" en milieu pulvérulent, le tassement pour une charge donnée est pratiquement immédiat, alors que pour un pieu "flottant" dans l'argile, on a un tassement immédiat suivi d'un tassement à long terme dû à la dissipation des pressions interstitielles et à la consolidation secondaire.

c) Frottement négatif : Dans le cas de pieux dans l'argile molle et ancrés dans une couche dure, une surcharge sur l'argile entraîne une consolidation qui provoque des contraintes de frottement latéral négatives le long du pieu et qui tend à le faire déplacer vers le bas au lieu de contribuer à la force portante. Il faut alors faire intervenir ce frottement négatif pour évaluer le tassement du pieu.

CHAPITRE II

METHODES DE CALCUL

A. PLAQUE ENTERREE

Les premiers calculs du tassement des fondations profondes supposaient que celui-ci était dû essentiellement à l'action de la charge sur la base de la fondation . On se ramenait donc au calcul du tassement d'une plaque enterrée.

A.1. Application de la théorie de BOUSSINESQ

BOUSSINESQ exprime contraintes et déplacements dans un massif élastique semi-indéfini sous l'action d'une force ponctuelle appliquée en surface. Ce résultat a été étendu au cas d'une charge souple distribuée sur un cercle.

Bien que les résultats de BOUSSINESQ ne soient, en principe, applicables que pour des fondations superficielles, TERZAGHI proposait néanmoins d'utiliser ces équations en supposant que le niveau du milieu élastique semi-infini était le niveau de la base du pieu. On négligeait alors l'influence de la profondeur de la fondation sur la répartition des contraintes.

A.2. Application de la théorie de MINDLIN

Une meilleure approche a été fournie par MINDLIN qui a résolu le problème des contraintes à l'intérieur d'un massif élastique semi-infini soumis à une force verticale ponctuelle agissant sous la surface du milieu. Différents auteurs ont intégré les résultats de MINDLIN dans le cas d'une charge uniformément répartie appliquée en profondeur.

CAQUOT et KERISEL (2) donnent l'intégration pour un cercle uniformément chargé et comparent les résultats avec ceux obtenus par un calcul type BOUSSINESQ.

SKOPEK (21) donne la courbe de répartition de la contrainte verti-

cale le long de l'axe d'une plaque rectangulaire uniformément chargée.

FOX (5) calcule également le tassement moyen d'une plaque rectangulaire en donnant le rapport du tassement à la profondeur D au tassement à la profondeur zéro pour $\nu = 0,5$

Sur la figure 1, on a regroupé les résultats de ces différents calculs en comparaison avec le calcul BOUSSINESQ, en exprimant le rapport λ , tassement à la profondeur D rapporté au tassement calculé comme si la fondation était en surface, en fonction de D/B , élancement de la fondation, et ν , coefficient de POISSON du sol. On constate que ν a relativement peu d'influence, mais que l'effet de l'enfoncement est important : dès que l'enfoncement atteint 2 diamètres ($D/B = 2$), le tassement obtenu est environ moitié de celui calculé pour une fondation superficielle.

En fait, ni la méthode BOUSSINESQ, ni la méthode de la charge enfoncée ne conviennent exactement dans le cas du tassement d'une fondation profonde. Si la première néglige l'effet de la profondeur, la méthode MINDLIN suppose que le milieu au-dessus de la charge est élastique, de même module que le massif en-dessous, et de plus avec le même module en traction qu'en compression. Or, en ce qui concerne les pieux, on n'a tout d'abord pas de sol au-dessus de la base ; d'autre part la théorie de MINDLIN implique une diminution des contraintes verticales sur des plans horizontaux au-dessus de la charge. En certains points, il peut donc apparaître des tractions, chose impossible ou presque dans les sols.

A.3. Application des méthodes numériques

Pour tenir compte de l'absence de sol au-dessus de la base tout en exprimant l'effet de la profondeur, ROUGET (18), au laboratoire de Grenoble, a calculé directement, par la méthode numérique de la double grille, les tassements d'une fondation moyennement enfoncée, en supposant que celle-ci n'exerce aucune action sur les bords de la fondation. On a porté sur la figure 1, les valeurs des tassements trouvées par ROUGET.

L'avantage de cette méthode numérique est de permettre le calcul avec des conditions aux limites quelconques. Il faut toutefois préciser que les conditions aux limites choisies ici ne peuvent représenter que de faibles enfoncements parce qu'on ne tient pas compte des contraintes de frottement latéral.

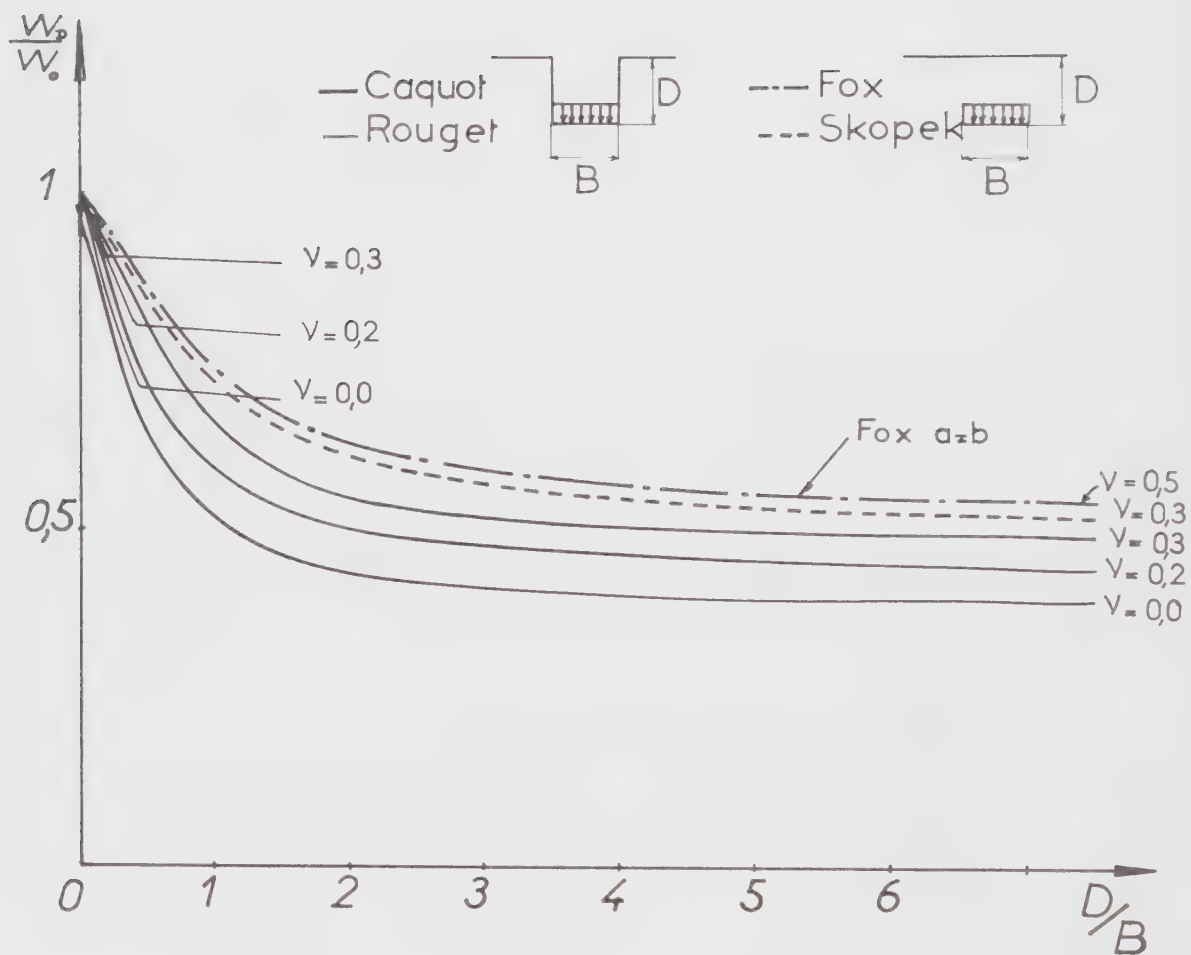


figure 1 : CALCUL DE PLAQUE ENFONCEE OU ENTERREE
 Comparaison tassement à la profondeur D
tassement en surface (BOUSSINESQ)

B. PIEUX

Les calculs de plaque enterrée ne semblent donner une bonne approximation du tassement de la base que dans le cas des pieux très courts.

B.1. Pieu d'élancement infini : Calcul de GEDDES

Pour tenter de se rapprocher du cas de chargement réel d'un pieu, GEDDES (7), à partir des équations de MINDLIN, a donné l'expression analytique des contraintes créées par le chargement vertical du sous-sol dans trois cas (figure 2):

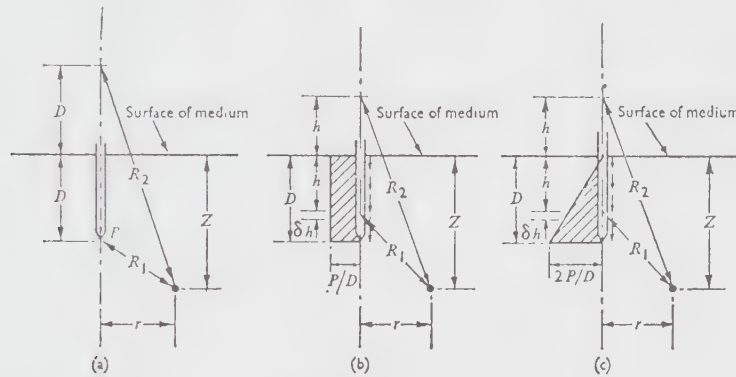


figure 2

a) Charge ponctuelle à la profondeur D , (cas de MINDLIN) ce qui correspond à la charge en pointe d'un pieu très élancé, en considérant la base petite.

b) Charge P distribuée uniformément le long d'un axe vertical de la surface à la profondeur D . C'est le cas de charge (à la rupture) d'un pieu flottant dans l'argile : répartition uniforme du frottement latéral.

c) Charge P répartie linéairement le long d'un axe vertical, ce qui équivaut à une répartition linéaire du frottement latéral, comme on l'admet pour un pieu à la rupture dans le sable.

En appliquant le principe de superposition en élasticité, on peut donc obtenir un cas de répartition de frottement latéral linéaire quelconque.

La figure 3 montre la répartition des contraintes verticales le long de la ligne d'action de la charge et sous la pointe pour les trois types de chargement et pour différentes valeurs du coefficient de POISSON. Nous avons reporté sur cette figure la répartition obtenue par ROUGET pour une fondation faiblement enfoncée. Les valeurs de la contrainte juste sous la base diffèrent, car dans le cas de GEDDES on a une ligne de charge alors que pour ROUGET on a une plaque circulaire uniformément chargée.

ROUGET: Plaque enterrée

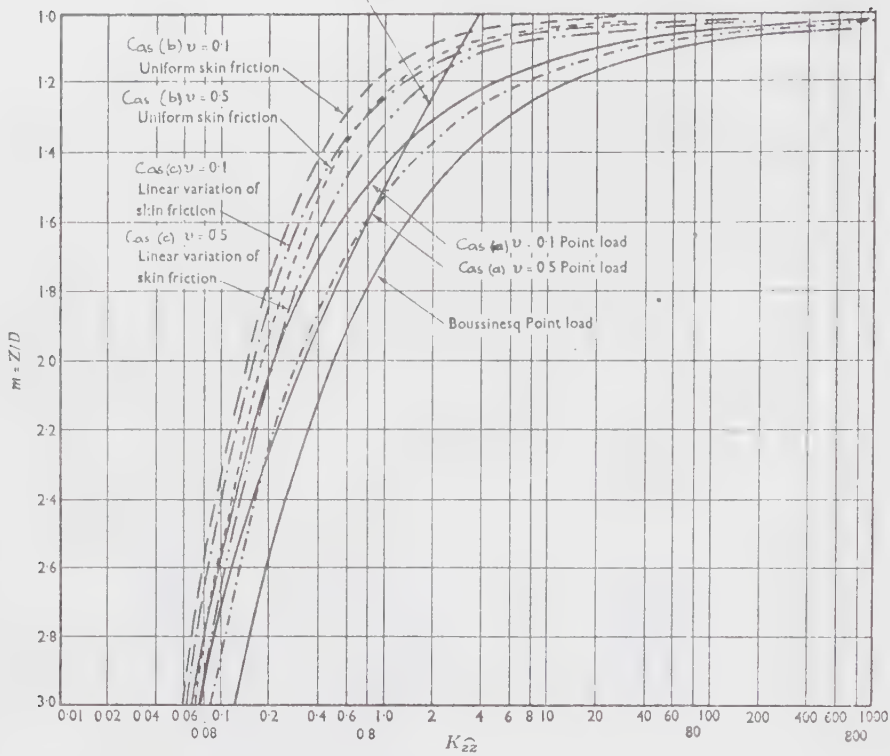


figure 3 : CALCUL DE GEDDES :

Distribution de la contrainte verticale le long de la ligne d'action.

Comparaison des calculs dans les 3 cas :

- a) Charge ponctuelle
- b) Charge uniformément répartie
- c) Charge linéairement répartie

$$\sigma_z = K_{zz} \frac{P}{D^2}$$

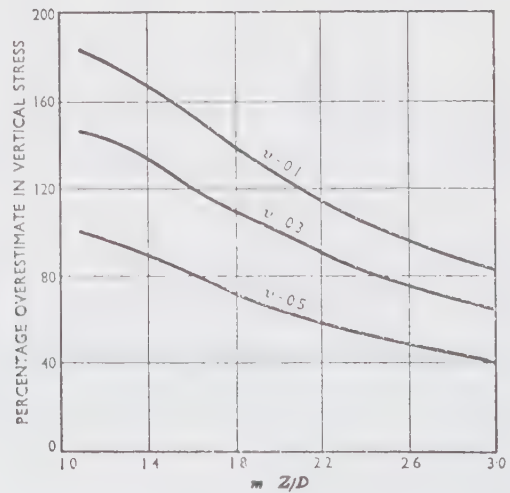


figure 4 :

Coefficient de surestimation en calculant la contrainte verticale sur la ligne de charge par la formule de BOUSSINESQ.

GEDDES compare ses résultats avec la répartition obtenue en utilisant l'expression de BOUSSINESQ comme si elle s'appliquait à un chargement de sous-sol. On constate que le calcul BOUSSINESQ conduit à des surestimations de la contrainte verticale pouvant atteindre 180%, comme l'indique la figure 4.

En fait les expressions données par GEDDES négligent la dimension du pieu en l'assimilant à une ligne verticale. En ce sens le calcul théorique est correct puisqu'il reste dans le domaine des hypothèses de MINDLIN.

B.2. Pieu réel d'élanement fini : Méthode générale analytique pour le cas du pieu rugueux

B.2.1. Principe : Les méthodes analytiques de calcul en milieu élastique, lorsqu'on ne néglige plus les dimensions du pieu, s'appuient toujours sur les formules de MINDLIN, que le pieu soit par ailleurs incompressible ou compressible par rapport au sol environnant.

La charge P , appliquée en tête de pieu, se répartit en contraintes de frottement latéral τ le long du fût et en contrainte q_b sur la base. Ces contraintes se transmettent au sol, et le déplacement d'un point voisin du pieu s'obtient par intégration de l'influence de $\tau(z)$ et q_b .

Pour un pieu cylindrique, la méthode générale consiste à le supposer formé de n éléments sur chacun desquels s'exerce une contrainte de frottement latéral uniforme τ et une contrainte radiale σ . Sur la base du pieu on suppose qu'il ne s'exerce qu'une contrainte verticale q_b uniformément répartie, c'est à dire que la base est parfaitement souple et qu'il ne s'y exerce aucune contrainte de cisaillement (figure 5).

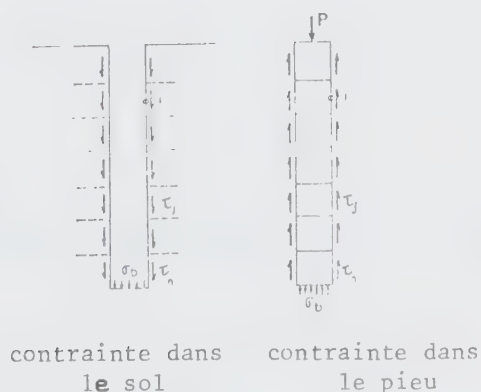


figure 5 :

Contraintes agissant sur le pieu et le sol adjacent.

Les distributions correctes des contraintes τ , σ et q_b sont celles qui satisfont aux conditions de compatibilité en déplacement, c'est à dire :

- Si le pieu est incompressible, tous les points du pieu doivent avoir le même déplacement vertical w_z et aucun déplacement radial w_r . Comme on suppose de plus le pieu rugueux il en est de même pour les points du sol voisins du pieu.

- Si le pieu est compressible, et s'il est rugueux, les points voisins du sol doivent avoir les mêmes déplacements que les points correspondant sur le fût.

En toute rigueur les conditions de compatibilité doivent se vérifier à la fois pour les déplacements verticaux et les déplacements radiaux. Cependant MATTES (11) a montré que la solution pour la distribution du frottement latéral et pour le tassement, obtenue en ne considérant que la compatibilité des déplacements verticaux, est pratiquement identique à la solution qui considère la compatibilité générale. En pratique, on n'exprime donc que celle-là.

En adjoignant la condition d'équilibre et la loi de comportement élastique du pieu à celle du sol, en tenant compte des conditions aux limites et des conditions ci-dessus, on doit obtenir la répartition des contraintes et des déplacements.

B.2.2. Solutions : MINDLIN suppose que la seule singularité sous la surface du massif élastique est ponctuelle, située au point d'application de la force. Par conséquent l'introduction d'un pieu de dimensions non négligeables fausse d'emblée le problème. Mais, comme à l'heure actuelle on n'est pas encore arrivé à donner des solutions rigoureuses en reprenant les calculs de MINDLIN avec des conditions aux limites correspondant au pieu, on est obligé de faire des approximations pour pouvoir appliquer les seuls outils qu'on ait, c'est à dire les formules de MINDLIN.

Il faut pour cela exprimer les contraintes de cisaillement autour d'un élément de pieu en forces, supposées ponctuelles. Il y a pour cela plusieurs méthodes (fig.6) :

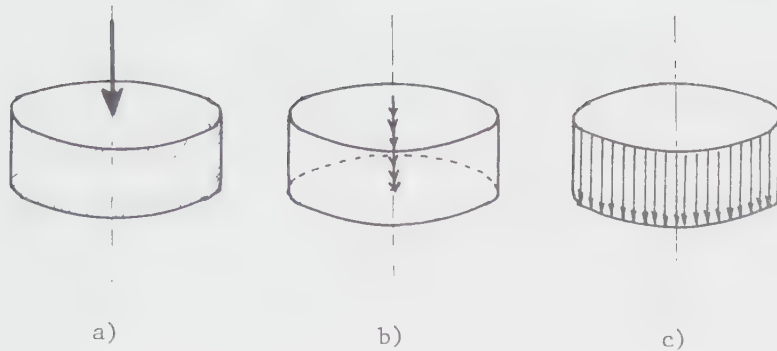


figure 6 :

a) Remplacer les contraintes de cisaillement autour de l'élément par une force unique appliquée au centre de l'élément.

b) Les remplacer par une "ligne de charge" suivant l'axe de l'élément (cela revient à la méthode précédente, mais l'élément est lui-même découpé en tranches).

c) Les remplacer par des forces ponctuelles élémentaires distribuées sur toute la surface latérale de l'élément de pieu.

La première représentation a été utilisée par SALAS et BELZUNCE (19), THURMAN et D'APPOLONIA (23). En France elle a été adoptée par GAMBIN (6) pour le calcul du tassement d'un pieu compressible.

La seconde représentation, qui diffère peu de la première, n'a pas été employée pour les pieux.

La troisième, qui cerne la réalité de plus près, mais qui rend l'intégration plus complexe a été utilisée par POULOS, MATTES et DAVIS (11), (15) et (16) pour le calcul de la distribution des contraintes et des tassements dans tous les cas de pieux (compressible, incompressible, chargé en pointe). Ces auteurs donnent d'ailleurs (figure 7) la comparaison entre les différentes répartitions de contraintes de frottement latéral obtenues pour les trois représentations dans le cas d'un pieu incompressible d'élancement $D/B = 100$ et pour $\nu = 0,5$ (argile molle saturée). Si les courbes sont différentes, elles ne sont néanmoins pas trop éloignées les unes des autres. On voit d'autre part que l'influence de la base en milieu incompressible, et pour un grand élancement, est faible.

B.3. Pieu incompressible

B.3.1. Solution de POULOS et DAVIS

POULOS et DAVIS (15) ont donné une solution analytique en élasticité pour le cas du pieu incompressible en milieu homogène, en appliquant la méthode ci-dessus : le pieu cylindrique, supposé parfaitement rugueux est divisé en éléments et on adopte la troisième représentation pour les contraintes de cisaillement autour d'un élément, c'est à dire des forces ponctuelles distribuées sur tout le périmètre de l'élément.

1) Conduite du calcul :

Nous avons détaillé ici la démarche suivie par POULOS et DAVIS pour mieux montrer la généralité de leur étude par rapport aux calculs simplifiés. En particulier le tassement de la base n'est pas indépendant des contraintes de frottement latéral, de même que le tassement des points du sol voisins du fût n'est pas indépendant des contraintes sur la base du pieu.

Si on considère (figure 5) un élément de pieu cylindrique j , ayant sur la périphérie une contrainte de cisaillement τ_j , le déplacement w_{ij} d'un point du sol voisin de l'élément i du pieu, dû aux contraintes sur l'élément j peut être donné sous la forme :

$$w_{ij} = r_{ij} \tau_j \quad (1)$$

puisque l'on suppose le milieu élastique.

r_{ij} est appelé par POULOS facteur de déplacement vertical pour i dû aux contraintes sur l'élément j .

Le déplacement total du point i dû aux contraintes latérales sur les n éléments et aux contraintes sur la base est donc :

$$w_{ij} = \sum_{j=1}^{j=n} r_{ij} \tau_j + r_{ib} q_b \quad (2)$$

r_{ib} étant le facteur de déplacement vertical dû à la contrainte uniforme sur la base.

Le déplacement de la base elle-même peut se mettre sous la forme :

$$w_b = \sum_{j=1}^{j=n} r_{bj} \tau_j + r_{bb} q_b \quad (3)$$

r_{bj} étant le facteur de déplacement vertical pour la base dû à la contrainte de cisaillement sur j , r_{bb} le facteur de déplacement vertical pour la base dû à une contrainte verticale uniforme sur la base elle-même.

En prenant tous les éléments, on peut donc écrire une matrice de déplacement vertical du sol voisin du pieu :

$$[w] = [r][\tau] + [r_b] q_b \quad (4)$$

Pour le pieu incompressible, les déplacements de tous les points sont uniformes. On peut poser ce déplacement égal à 1, et en égalisant tassement du pieu et tassement du sol, on obtient :

$$[r][\tau] + [r_b] q_b = [1] \quad (5)$$

Remarquons que dans le cas du pieu compressible, on égalise toujours tassement du pieu et tassement du sol, mais cette fois-ci le tassement du pieu est déterminé en tenant compte de son raccourcissement élastique.

L'équation (5) donne la distribution de τ et q_b pour un déplacement unité. Si on utilise l'équation d'équilibre

$$\sum_{j=1}^n \tau_j \pi B \frac{D}{n} + q_b \pi \frac{B^2}{4} = P \quad (6)$$

P étant la charge appliquée en tête, on peut alors obtenir le déplacement pour une charge unitaire.

Les coefficients r_{ij} , r_{bj} , r_{bb} sont obtenus en intégrant les équations de MINDLIN pour les forces de frottement latéral réparties uniformément sur le périmètre d'un élément, et pour les forces en pointe réparties uniformément sur la section de la base.

2) Résultats

POULOS et DAVIS ont limité dans leur calcul le nombre d'éléments en lesquels on divise le pieu à 10, pour des questions matérielles. Pour de grands élancements de pieu, la dimension de l'élément n'est plus petite et par conséquent la contrainte de frottement latéral n'est pas constante le long de l'élément. Ceci peut apporter éventuellement quelques imprécisions dans les résultats.

a) Distribution des contraintes de frottement latéral

La figure 8 montre la variation de la distribution de τ le long du fût en fonction de l'élancement D/B du pieu pour $\nu = 0,5$ (c'est le cas de

l'argile molle saturée où l'approximation du pieu incompressible est la plus valable). Elle est donnée en grandeur adimensionnelle $\frac{\tau \pi BD}{P}$, $P/\pi BD$ représen-

tant la contrainte uniforme de frottement latéral qu'il y aurait sur les parois du pieu si toute la charge P appliquée était absorbée par frottement sur le fût.

On constate figure 8 que plus l'élancement du pieu est grand ($D/B > 10$), plus la répartition devient régulière, la contrainte de cisaillement ayant une valeur minimum en tête et une valeur maximum au voisinage de la pointe. Pour des pieux courts par contre, on observe des contraintes très fortes aux extrémités, et une valeur minimum au milieu du pieu.

b) Proportion de charge prise par la pointe

Elle est donnée figure 9 en fonction de D/B ou B/D pour $\nu = 0$ et $\nu = 0,5$. On note une influence non négligeable de ν . Bien entendu, on vérifie que la charge prise par la pointe diminue considérablement avec l'élancement du pieu. C'est seulement pour $D/B < 2$ pour $\nu = 0$ et $D/B < 3,5$ pour $\nu = 0,5$ qu'on observe une charge de pointe supérieure à 25% de la charge appliquée. Nous avons reporté figure 10 la courbe en D/B uniquement pour les valeurs courantes de l'élancement.

c) Déplacements

Les facteurs de déplacement r_w exprimés en grandeur adimensionnelle sont donnés figure 11 en fonction de D/B ou B/D pour $\nu = 0$ et $\nu = 0,5$. Nous les avons reporté figure 12 uniquement en D/B et pour les valeurs courantes de l'élancement, pour différents valeurs de ν . On voit d'ailleurs que ν a peu d'importance.

POULOS et DAVIS ont comparé ces courbes avec celles obtenues pour un pieu parfaitement lisse, c'est à dire pour lequel on n'a pas d'adhérence pieu-sol et par conséquent pas de contraintes de cisaillement développées le long du fût. Ce calcul se ramène à celui d'une plaque circulaire enterrée. On voit sur la figure 11 que l'importance du frottement latéral est énorme dans la réduction des tassements, même pour des élancements très faibles. Pour les pieux très élancés elle est prédominante, réduisant le tassement à zéro pour un pieu infini.

Cette comparaison montre l'inexactitude des calculs type plaque enfoncée, même aux faibles profondeurs, s'ils ne tiennent compte que de la base de la fondation.

d) Influence du temps sur les tassements

Le tassement immédiat W_u du pieu est obtenu en prenant pour module d'élasticité E du sol la valeur E_u égal au module non drainé, et pour ν la valeur ν_u du coefficient de POISSON non drainé.

figure 7 : Distribution des contraintes tangentielles le long du pieu pour les différentes approximations a) , b) , c) et pour $D/B = 100$, $\nu = 0,5$

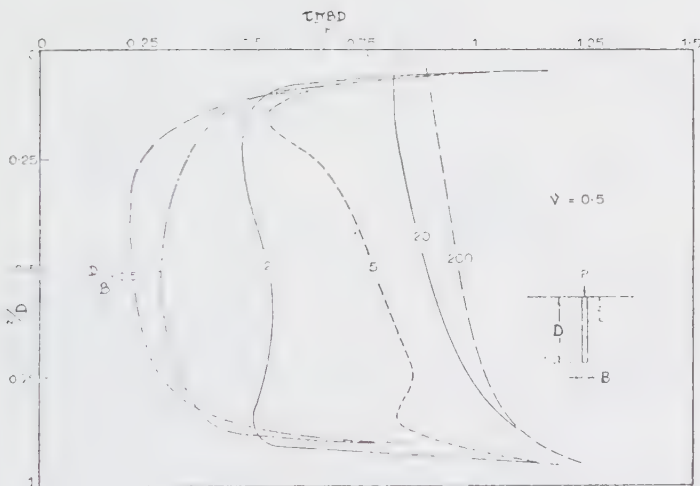
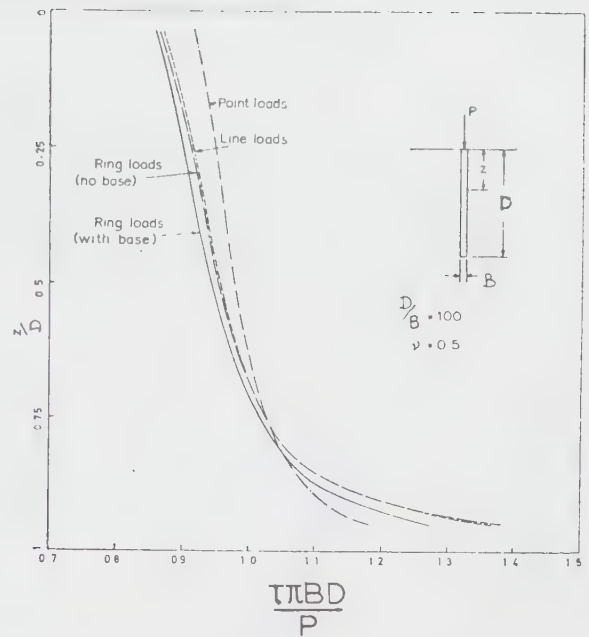
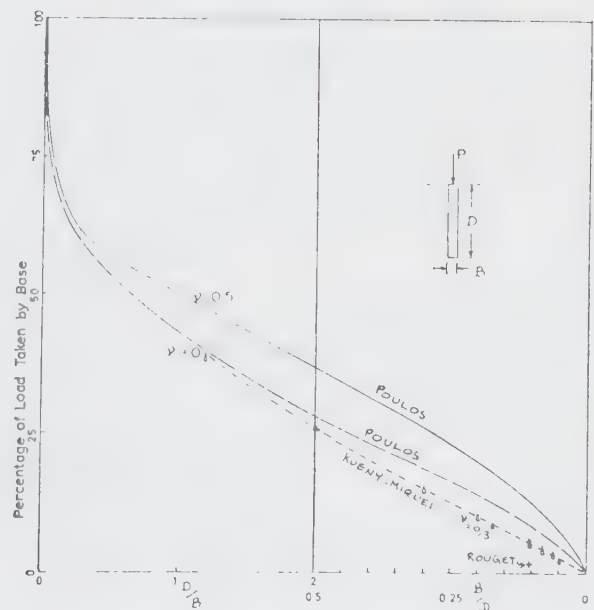


figure 8 : PIEU INCOMPRESSIBLE

Distribution des contraintes tangentielles en fonction de l'élancement du pieu ($\nu = 0,5$), d'après POULOS et DAVIS.

figure 9 : Part de charge prise par la POINTE en fonction de l'élancement PIEU INCOMPRESSIBLE (POULOS et DAVIS)



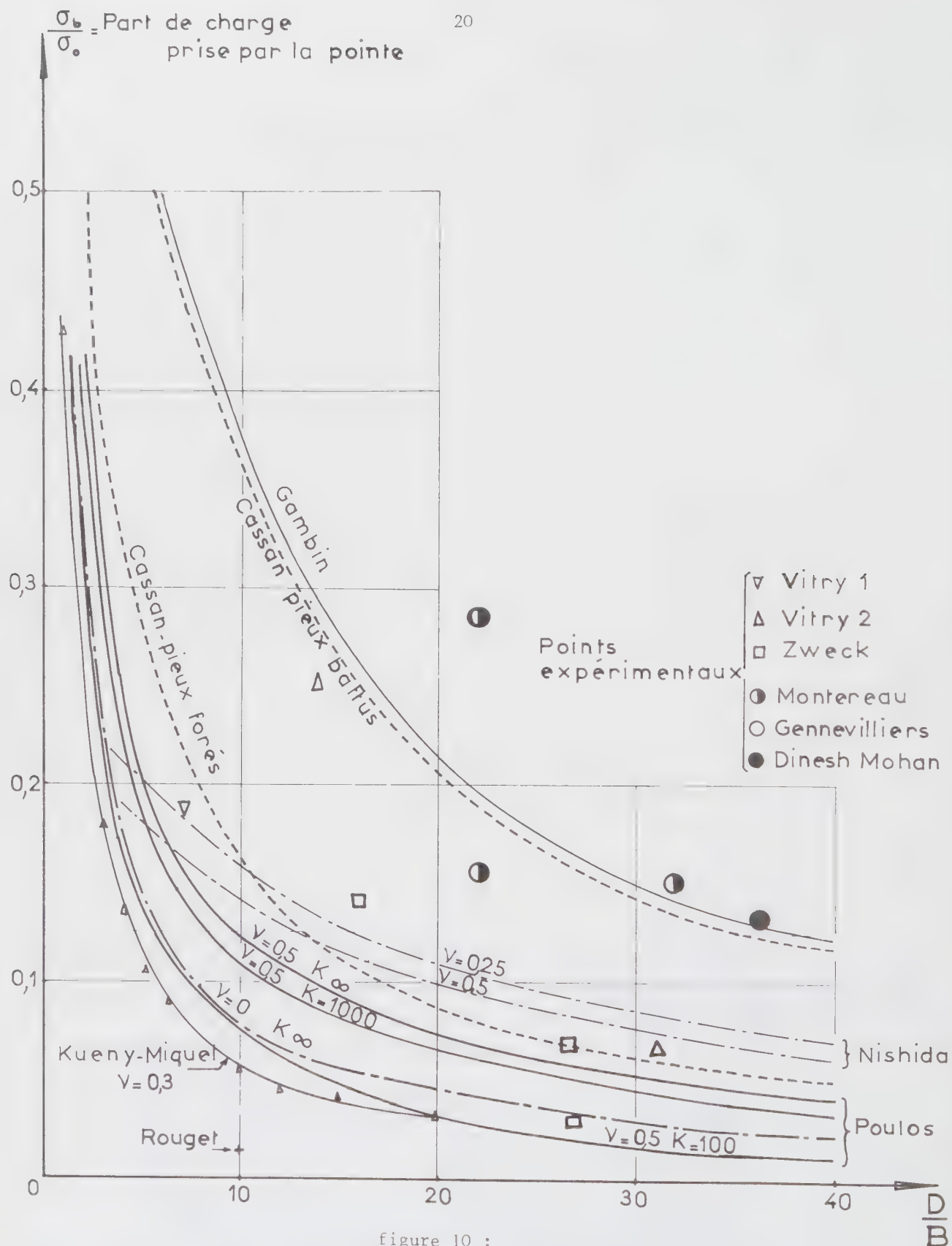


figure 10 :
PART DE CHARGE PRISE PAR LA POINTE
Regroupement des différents auteurs.
Pieu compressible et incompressible

Le tassement final w_f est obtenu en substituant les valeurs E' et ν' , respectivement module d'YOUNG et coefficient de POISSON du squelette.

Le rapport w_u/w_f est donné figure 13 en fonction de D/B pour différents ν' , dans le cas où le sol est parfaitement saturé ($\nu_u = 0,5$), pour lequel on a

$$E_u = \frac{3E'}{2(1 + \nu')} \quad (7)$$

POULOS et DAVIS constatent le fait important que dans tous les cas, c'est le tassement immédiat du pieu qui est largement prépondérant, chose qui n'est vérifiée dans le cas de fondations superficielles. Leurs résultats confirment les observations déjà faites par WHITAKER et COOKE (25).

Quant à la vitesse de tassement par consolidation, elle est, d'après les auteurs, plus faible que pour une fondation superficielle du même diamètre que celui du pieu. Au départ elle est fortement influencée par le fait que le pieu est perméable ou non (il peut permettre un drainage).

e) Prise en compte du glissement sol-pieu à l'approche de la rupture

Lorsque la charge en tête du pieu augmente, les contraintes de frottement latéral augmentent dans la même proportion jusqu'à ce que localement elles atteignent la valeur de la contrainte d'adhésion pieu-sol du schéma plastique en grandes déformations. Ceci suppose qu'une petite zone plastique s'est développée autour du fût. A partir de ce moment-là, les contraintes n'augmentent plus au point considéré et la charge supplémentaire se répartit suivant les autres éléments encore en élasticité, jusqu'au moment où les contraintes deviennent partout égales à l'adhésion et où le frottement latéral atteint sa valeur limite.

Si on continue à charger le pieu, c'est la pointe qui absorbe la surcharge, et elle finit par atteindre elle-même sa valeur limite. En général la limite pour la pointe est atteinte après la limite pour le frottement latéral. Le pieu est alors à sa charge ultime. En milieu cohérent, celle-ci peut s'exprimer par les théories plastiques sous la forme :

$$P_u = \pi B D c_a + \frac{\pi B^2}{4} c N_c \quad (8)$$

c : cohésion du matériau

c_a : adhérence pieu-sol

$$c_a = \alpha c \quad (\alpha < 1)$$

N_c : facteur de force portante pour les fondations profondes que POULOS et DAVIS prennent égal à 9.

Les auteurs montrent sur la figure 14 l'évolution du facteur de

tassement r_s en fonction du rapport P/P_u pour différents élancements de pieu, r_s étant pris égal à :

$$r_s = \frac{w \cdot E}{2Bc} \quad (9)$$

Les courbes montrent que plus l'élancement du pieu est grand, plus le tassement est grand pour un P/P_u donné, ce qui est précisément le cas pratique de détermination du coefficient de sécurité ($P/P_u = 1/3$). Ainsi la donnée seule du rapport P/P_u ne suffit pas pour se placer du côté de la sécurité.

Les auteurs observent également que la forme de courbes est indépendante du rapport E/c . Si à priori il paraît curieux de considérer le rapport d'un paramètre de loi élastique à un paramètre de loi plastique, le fait peut s'expliquer en remarquant que POULOS et DAVIS ont effectué leur calcul en supposant que les déplacements du sol aux points où les contraintes deviennent égales à celles de l'état plastique sont toujours donnés par la théorie élastique, ce qui est de plus en plus faux à mesure qu'on s'approche de la rupture. D'autre part, s'il y a entrée en plasticité locale, il y a forcément développement d'une zone plastique locale au voisinage du pieu. Le calcul suppose donc que ces zones sont réduites à la ligne de discontinuité entre le sol et le pieu.

f) Base élargie :

Si on compare un pieu normal et le même pieu avec une base élargie, on constate que la base élargie augmente la proportion de charge prise en pointe et diminue le tassement.

Cet effet n'est en fait sensible que pour des élancements inférieurs à 25. L'élargissement de base est donc surtout intéressant pour les pieux courts en milieu argileux homogène, ce qui est normal puisque plus le pieu flottant est long, plus grande est la part prise par frottement latéral.

g) Couche finie :

SHEKTER et PRIKHODCHENKO (20) ont étudié les contraintes et déplacements engendrés à l'intérieur d'une couche élastique finie par des forces ponctuelles dans le cas plan et en axisymétrie, et à 3 dimensions pour des forces horizontales. Mais ils n'ont pas abouti à des solutions numériques.

POULOS et DAVIS utilisent donc l'approximation de STEINBRENNER (22) qui consiste à dire que le facteur de déplacement vertical d'un point O à la surface d'une couche de profondeur h peut s'écrire :

$$r_h = r_\infty - r_{h-\infty} \quad (10)$$

r_∞ facteur de déplacement vertical pour une couche semi-infinie

$r_h - \infty$ facteur de déplacement vertical pour un point situé à l'intérieur d'une couche semi-infinie à une distance h sous le point 0.

STEINBRENNER, pour des fondations superficielles et des couches pas trop minces trouvait des écarts par rapport aux résultats mesurés n'excédant pas 10%.

Les courbes de POULOS montrent qu'un substratum rigide a tendance naturellement à diminuer le tassement, mais que son influence peut être considérée comme négligeable dès que $h/D > 2$ (h épaisseur de la couche, D profondeur du pieu).

B.3.2. Méthodes numériques pour le pieu incompressible

A Grenoble, ROUGET en 67 (18), puis KUENY et MIQUEL en 70 (8), ont tenté de trouver une solution numérique directe au problème de la répartition des contraintes et des déplacements du pieu en élasticité, l'un par la méthode des "lumped parameters", l'autre par la méthode des "éléments finis".

a) Hypothèses :

- Le sol est supposé élastique et homogène (E et ν constants).
- Le pieu est compressible et parfaitement rugueux, c'est à dire que les déplacements du sol voisin sont égaux au déplacement uniforme de tous les points du pieu.
- Les pieux sont cylindriques et on suppose que les contraintes vérifient l'axisymétrie.

b) Calcul :

La méthode numérique consiste à écrire en tout point du massif la loi d'équilibre et la loi élastique. Le long du pieu on impose les conditions aux limites sans avoir à les exprimer analytiquement.

En élasticité linéaire, la courbe charge enfoncement doit être une droite. On impose donc un tassement unitaire en pointe du pieu et on détermine la répartition des contraintes de pointe et de frottement latéral qui en résulte.

c) Résultats de ROUGET :

- ROUGET indique la répartition des contraintes verti-

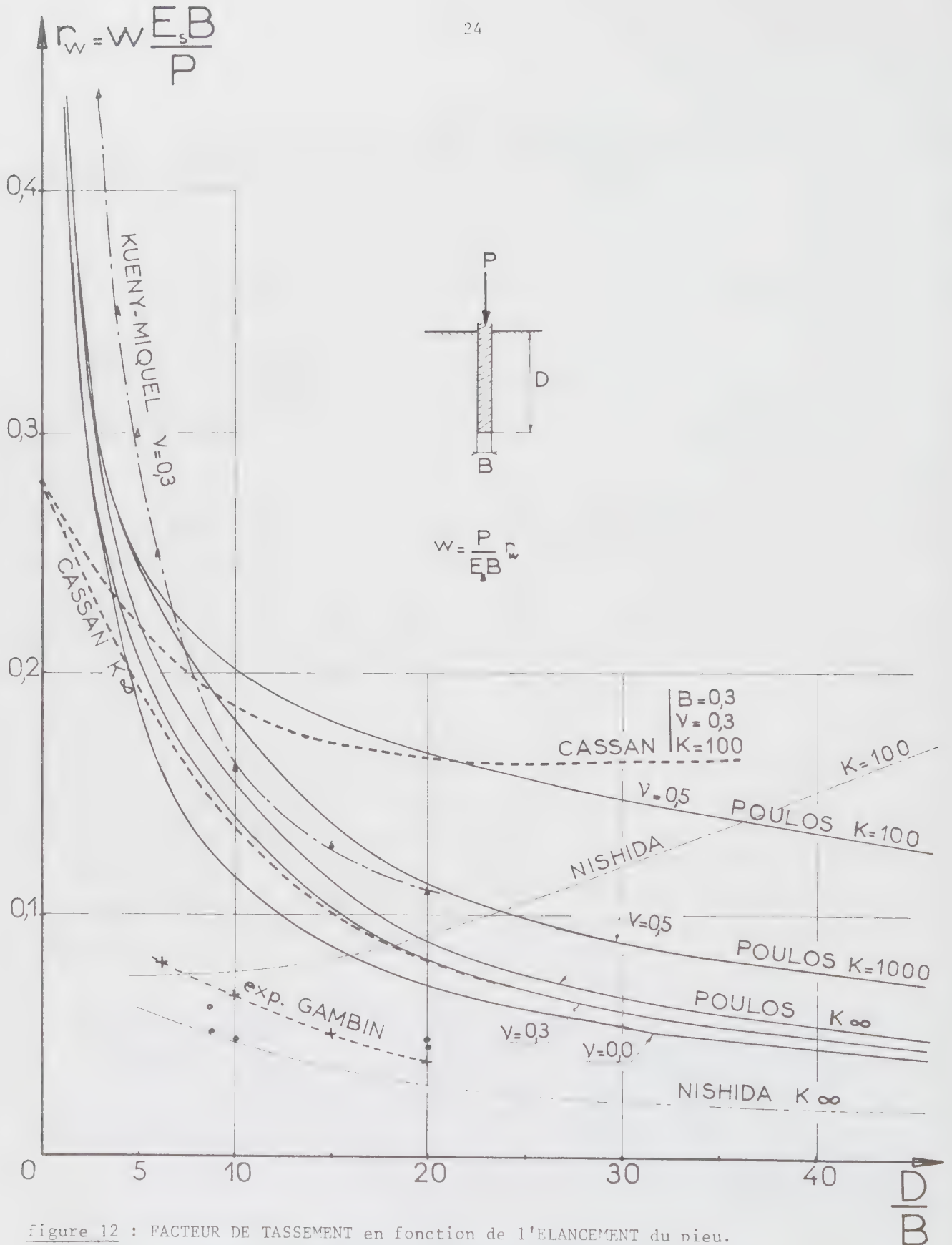


figure 12 : FACTEUR DE TASSEMENT en fonction de l'ELANCEMENT du pieu.

Regroupement des différents auteurs.

Pieu compressible et incompressible.

figure 11 : Facteur de tassement pour le pieu incompressible, d'après POULOS et DAVIS pour

$\nu = 0,5$ et $\nu = 0$

— pieu rugueux
 - - - pieu sans frottement latéral

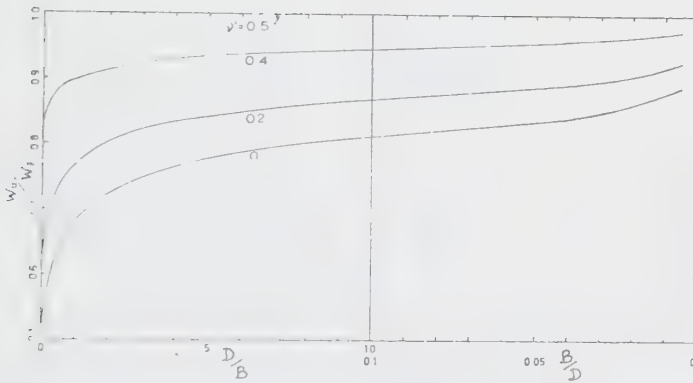
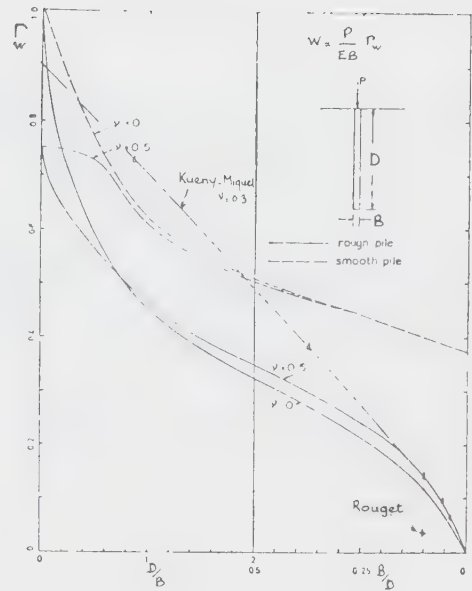
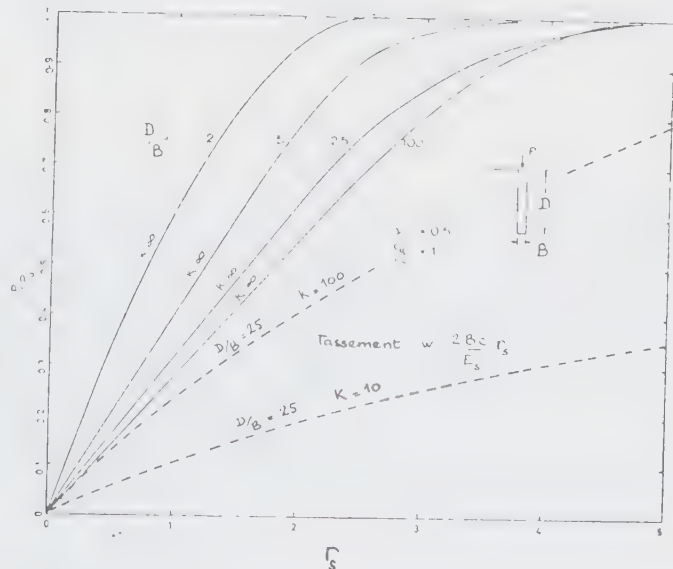


figure 13 : Pieu incompressible
 Rapport du tassement immédiat
 au tassement final (POULOS et
 DAVIS)

figure 14 : Pieu incompressible et
compressible. Influence de la rup-
 ture progressive sur la courbe
 efforts-déformations.



cales sur l'axe du pieu sous la base de celui-ci, ainsi que la répartition des contraintes tangentielles le long du fût pour un pieu l'élancement $D/B = 10$. La forme des courbes est exactement la même que celles données par GEDDES (fig. 3) et par POULOS fig. 8), mais les valeurs numériques sont totalement différentes : beaucoup plus faibles pour les valeurs sous la pointe, et beaucoup plus fortes pour le frottement latéral.

- Il en résulte que le facteur de tassement calculé pour $D/B = 10$ est nettement inférieur à celui calculé par POULOS. Nous l'avons reporté figure 11.

d) Résultats de KUENY-MIQUEL :

KUENY et MIQUEL ont fait varier la profondeur pour un diamètre de pieu donné (D/B de 0 à 20) et pour $\nu = 0,3$.

- Nous avons reporté la proportion de charge prise par la pointe en fonction de l'élancement du pieu sur les figures 9 et 10. On voit que les valeurs trouvées par KUENY et MIQUEL sont inférieures à celles trouvées par POULOS.

- En ce qui concerne les tassements, nous avons calculé pour chaque D/B la pente de la courbe effort-tassements et déterminé à partir de celle-ci les valeurs correspondantes du facteur de déplacement $r_w = w \frac{BE}{P}$.

Nous les avons reportées sur les figures 11 et 12.

On voit que les tassements déterminés par cette méthode sont plus forts que ceux déterminés par POULOS et DAVIS. On s'attendrait au contraire puisque par ailleurs on trouve ici une part prise par la pointe plus faible. Ceci peut vraisemblablement s'expliquer par le fait que les valeurs données pour les modules d'élasticité du pieu et du sol ne correspondent pas tout à fait au cas du pieu incompressible.

e) Remarque :

Les résultats des méthodes numériques doivent être théoriquement plus exacts, mais il faut noter qu'on injecte les données du problème pour chaque cas particulier. Si on veut observer l'influence d'un paramètre, il faut chaque fois refaire passer le programme. D'autre part les capacités de la machine font qu'on ne peut obtenir de valeurs qu'en un certain nombre de points.

Notons également que par cette méthode il est très facile d'étudier le cas d'une couche finie, d'un bicouche ou de n'importe quel autre cas. Elle est donc à la fois plus riche et plus précise.

B.4. Pieu compressible en milieu homogène

B.4.1. Généralités :

Quelles que soient les hypothèses prises en ce qui concerne le sol, on suppose que la loi de compressibilité du pieu est l'élasticité. De plus, on suppose toujours, du moins au cours de la première phase du chargement, que le pieu est rugueux.

Les calculs sont menés de la même façon que dans le cas du pieu incompressible, mais cette fois-ci les points du pieu, et donc les points voisins du sol, n'ont plus un déplacement identique. Pour chaque élément de pieu compressible on a cette fois-ci (figure 15)

$$\frac{d\sigma_z}{dz} = - \frac{\tau(z) \pi B}{S} \quad (11) \quad \text{en écrivant l'équilibre de l'élément,}$$

$$\frac{dw(z)}{dz} = - \frac{\sigma(z)}{E_p} \quad (12) \quad \text{en écrivant le raccourcissement de l'élément (on considère qu'on peut négliger les déplacements élastiques radiaux)}$$

B est le diamètre du pieu

S sa section ($S = \frac{\pi B^2}{4}$ pour un pieu circulaire)

E_p module d'élasticité du pieu

τ contrainte verticale de cisaillement sur le périmètre de l'élément.

$\sigma(z)$ contrainte normale dans le pieu au niveau z .

$w(z)$ raccourcissement élastique de l'élément au niveau z .

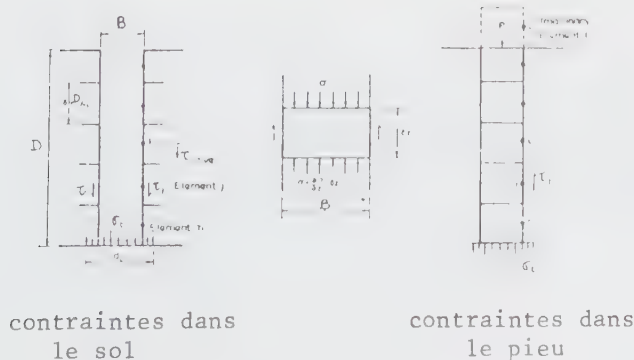


figure 15

L'équation différentielle donnant les tassements du pieu au niveau z en fonction de la contrainte tangentielle de frottement latéral est donc :

$$\frac{d^2 w(z)}{dz^2} = \frac{\pi B}{E_p S} \tau(z) \quad (13)$$

L'expression des déplacements du sol voisin du pieu en fonction des contraintes tangentielles fait intervenir la loi de comportement du sol. Celle-ci diffère suivant les méthodes (POULOS, CAMBEFORT, REESE, NISHIDA).

En écrivant que le tassement des points du pieu est égal au tassement des points voisins du sol, et en ajoutant l'équation d'équilibre, on obtient la répartition du frottement latéral, les déplacements en tête et en pied de pieu.

B.4.2. Calcul de MATTES - POULOS

1) Hypothèse :

MATTES et POULOS (11) ont effectué un calcul analytique pour le pieu compressible tout à fait analogue à celui du pieu incompressible, en supposant que le sol obéissait aux lois de l'élasticité linéaire, et en calculant les déplacements du sol à partir des méthodes exposées précédemment, utilisant les équations de MINDLIN.

2) Résultats

a) Distribution des contraintes de frottement latéral :

La compressibilité du pieu par rapport à celle du sol a une grosse influence sur le frottement latéral. Elle peut être définie par le rapport K du module d'élasticité du pieu à celui du sol.

$$K = \frac{E_p}{E_s}$$

Plus le pieu est compressible, c'est à dire plus K est faible, plus la charge en tête est rapidement absorbée par le frottement latéral : pour un élancement de pieu donné $D/B = 25$, on voit sur la figure 16 que pour $K = 50$ la distribution des contraintes tangentielles est pratiquement inversée par rapport au pieu incompressible, la majeure partie des contraintes est concentrée en tête de pieu. Pour K très fort ($K = 5000$), on retrouve la distribution du pieu incompressible. Dans les deux cas la valeur du coefficient de POISSON n'a pratiquement aucune influence.

b) Proportion de charge prise par la pointe

MATTES et POULOS donnent pour différents élancements de pieu la part de charge prise par la pointe en fonction du rapport K , pour $\nu = 0$ et $\nu = 0,5$. Nous avons reporté sur la figure 10 cette part de charge pour $K = 1000$ et $K = 100$, valeur pratiquement limite qu'on peut avoir pour un pieu en bois fiché dans un sable dense (cf. Tableau 1). On peut ainsi comparer avec les valeurs obtenues en incompressible. On constate que dès que K est supérieur à 1000, la part prise en pointe est celle du pieu incompressible, sauf si celui-ci a un élancement très grand ($D/B > 25$), auquel cas il faut aller jusqu'à $K = 10000$ pour ne plus sentir d'effet.

De façon générale les courbes représentant la part prise par la pointe du pieu incompressible se situent en-dessous de celles du pieu compressible, ce qui est normal puisque la part absorbée par frottement latéral est plus grande.

c) Tassements:

Les tassements, exprimés sous forme adimensionnelle de facteurs de déplacement vertical de la tête du pieu ont été donnés par MATTES et POULOS pour différents élancements en fonction du rapport K .

Pour pouvoir comparer ces résultats avec ceux du pieu incompressible, nous les avons recalculés en r_w , facteur de déplacement vertical pour l'incompressible et reportés sur les figures 11 et 12.

On voit que pour les pieux très courts K n'a pratiquement pas d'influence. Par contre pour les pieux élancés, le tassement augmente beaucoup avec la compressibilité.

La répartition des efforts latéraux explique également la forte augmentation du tassement en tête lorsque K décroît ainsi que la diminution du tassement en pointe (Figure 17).

d) Couche finie:

Pour évaluer l'influence d'un substratum rigide, MATTES et POULOS utilisent encore l'approximation de STEINBRENNER. Comme pour le pieu incompressible ils trouvent que dans la pratique le substratum n'a pas d'influence dès que $h/D > 2$; de plus, pour un rapport K très faible, le substratum n'a pratiquement aucune influence.

figure 16 : Influence de la compressibilité du pieu sur la répartition des contraintes de frottement latéral.
(MATTES et POULOS) $D/B = 25$

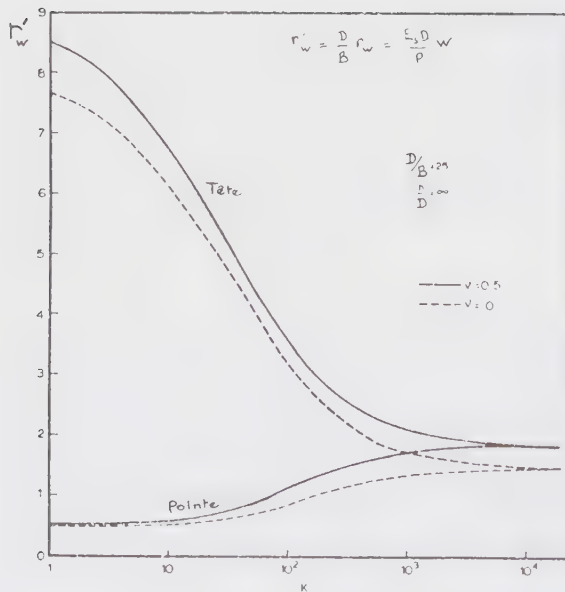
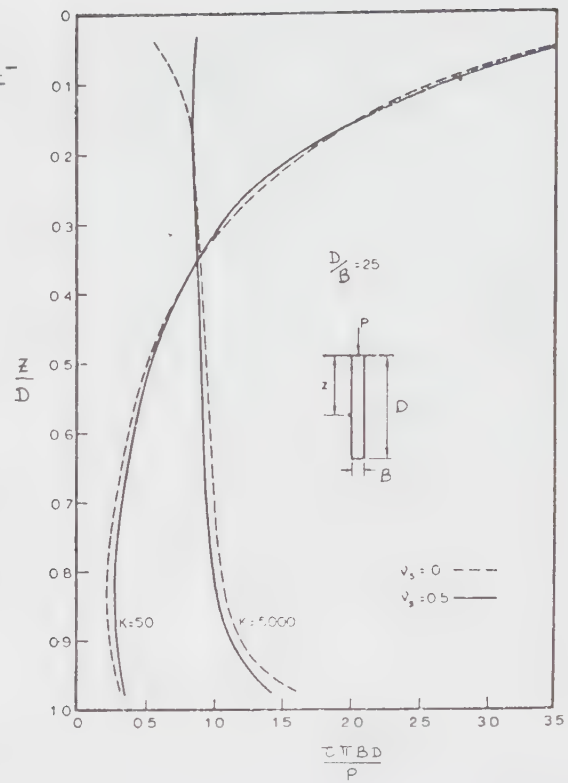


figure 17 : TASSEMENTS en tête et en pointe en fonction de la compressibilité du pieu. $D/B = 25$ (MATTES et POULOS) Tassement exprimé sous la forme

$$r'_w = w \frac{E_s D}{P} = \left(\frac{D}{B}\right) r_w$$

e) Influence du temps sur le tassement :

La majeure partie du tassement se produit toujours immédiatement. Les auteurs indiquent une légère décroissance du rapport du tassement immédiat au tassement final lorsque la compressibilité augmente.

f) Influence du glissement sol-pieu en milieu argileux

MATTES et POULOS ont tenu compte de l'entrée en plasticité locale le long du pieu lorsque les charges deviennent trop fortes de la même façon que pour le pieu incompressible. La charge ultime étant donnée dans un massif argileux par :

$$P_u = \pi BDC + \frac{\pi B^2}{4} C N_c \quad (8)$$

les auteurs donnent l'évolution de la courbe charge-tassements en fonction du rapport K pour un élancement $D/B = 25$. Nous avons regroupé ces courbes figure 14. Le calcul a été effectué en supposant que la rupture locale se produit uniquement sur les parois du pieu, et non à sa base, ce qui revient à exprimer que le frottement latéral atteint sa limite avant la pointe, chose généralement vérifiée dans l'argile.

Sur la figure 14, on remarque le fait important que la valeur K affecte fortement la forme de la courbe efforts-déformations :

- Pour le pieu incompressible (K infini) la courbe charge-tassements est pratiquement linéaire jusqu'à de fortes valeurs P/P_u (P charge appliquée en tête), et la rupture progresse de la pointe du pieu vers le haut. En effet, d'après la figure 8, pour un élancement moyen, les contraintes sont plus fortes à la pointe qu'en tête. Elles atteignent donc plus vite leur valeur limite dans l'argile .

- Pour le pieu compressible, la courbe devient de moins en moins linéaire et la rupture locale intervient pour des valeurs de P/P_u plus faibles.

Pour les très faibles valeurs de K , c'est à dire pratiquement pour un pieu compressible en terrain dense, on a vu que la concentration de contraintes se fait cette fois-ci au voisinage de la tête. Par conséquent la rupture progresse de la tête du pieu vers le bas, ce qui donne à la courbe une allure complètement différente et provoque des tassements en tête beaucoup plus importants.

g) Valeurs moyennes de K :

MATTES et POULOS indiquent sur le tableau 1 les valeurs moyennes de K à prendre en compte suivant la nature du sol et la nature du pieu :

Tableau 1. VALEURS MOYENNES DE $K = \frac{E_p}{E_s}$

Nature du sol	Nature du Pieu		
	ACIER	BETON	BOIS
Argile molle	60 000	6000	3000
Argile moyenne	20 000	2000	1000
Argile raide	3 000	300	150
Sable lâche	15 000	1500	750
Sable dense	1 500	150	75

B.4.3. Calcul de BUTTERFIELD et BANERJEE

Très récemment, BUTTERFIELD et BANERJEE (27) ont effectué un calcul analogue à celui de POULOS, DAVIS et MATTES, en améliorant certains points de ce dernier :

- Leur calcul tient compte de la rigidité effective de la base du pieu et ne suppose par conséquent pas la charge en pointe uniformément répartie.
- De façon plus générale ils expriment également les conditions de compatibilité des déplacements radiaux.
- Les résultats obtenus sont pratiquement identiques à ceux de POULOS pour un pieu isolé (moins de 5% d'écart pour le tassement dès que D/B devient supérieur à 5). L'écart est un peu plus fort surtout pour les pieux à base élargie.

B.4.4. Calcul de NISHIDA (14)

1) Hypothèses :

Le sol est supposé élastique, semi-indéfini.

Le pieu est compressible, élastique, parfaitement rugueux.

NISHIDA suppose en outre que la contrainte de frottement latéral le long du pieu est nulle au niveau de la surface du sol et au niveau de la base du pieu.

2) Calcul :

NISHIDA écrit l'équilibre du massif élastique quelle que soit la sollicitation axisymétrique, et compte tenu des conditions aux limites loin de l'origine, détermine analytiquement par un calcul d'élasticité classique la répartition des contraintes et le déplacement vertical des points du milieu semi-indéfini. Son calcul a un caractère très général et ne suppose pas en particulier que la sollicitation soit ponctuelle comme dans le cas des équations de MINDLIN.

En introduisant des conditions aux frontières qui sont celles d'un pieu (équation (13) du raccourcissement du pieu), il obtient en particulier le déplacement vertical et les contraintes de frottement latéral aux points correspondant à la surface du pieu, en fonction d'un certain nombre de constantes d'intégration.

La détermination de ces constantes d'intégration se fait à partir d'hypothèses supplémentaires :

- Le déplacement du sol à la base du pieu dû à la contrainte sur la base, calculé avec les équations de MINDLIN, est égal au tassement à la base obtenu par la méthode de NISHIDA.
- La contrainte de frottement latéral est nulle en haut et en bas du pieu.

3) Résultats :

a) Distribution du frottement latéral :

Elle est sinusoïdale avec un maximum au milieu du pieu.

NISHIDA envisage néanmoins le cas où le point de contrainte tangentielle nulle se trouve le long du fût.

On remarque que cette répartition est en désaccord avec celle obtenue par POULOS avec un calcul MINDLIN complet (concentration de contraintes aux extrémités du pieu).

b) Part de charge prise par la pointe :

Elle peut s'exprimer à partir des calculs de NISHIDA par la formule :

$$\frac{\sigma_b}{\sigma_o} = \frac{\frac{x_2}{2x_3}}{\frac{x_2}{2x_3} + 1} \quad (14)$$

dans laquelle x_2 et x_3 sont des coefficients dépendant de fonctions de BESSEL, calculés et donnés tableau 2 en fonction de l'élancement du pieu et du coefficient de POISSON ν .

Nous avons déterminé la courbe charge prise par la pointe en fonction de l'élancement du pieu, et l'avons reportée figure 10 pour $\nu = 0,5$ et $\nu = 0,25$.

Les courbes obtenues à partir de NISHIDA se situent au-dessus de celles de POULOS. Néanmoins l'ordre de grandeur de la charge prise en pointe est le même.

Remarque : La part prise par la pointe donnée par NISHIDA ne dépend pas du rapport

$$K = \frac{E_p}{E_s}$$

c) Tassements :

NISHIDA donne le déplacement en tête de pieu en fonction de la charge appliquée P par la formule :

$$w_{p_o} = \frac{P}{\pi B E} \left\{ \frac{E}{E_p} x_1 + x_2 \right\} \frac{1}{\frac{x_2}{2x_3} + 1} \quad (15)$$

B étant le diamètre du pieu

x_1 , x_2 , x_3 fonctions données au tableau 2.

Pour pouvoir comparer les tassements donnés par cette formule et ceux donnés par POULOS, nous avons exprimé celle-ci sous forme de facteur de tassement et reporté les valeurs obtenues sur la figure 12, pour K infini (pieu incompressible) et pour $K = 100$.

Pour K infini, le tassement évolue de la même façon que d'après le calcul POULOS, la courbe NISHIDA se situant néanmoins en-dessous des autres.

Par contre pour le pieu très compressible ($K = 100$) l'allure de la courbe est inversée : le tassement augmente avec l'élancement du pieu.

Néanmoins les valeurs obtenues pour un élanement moyen sont tout à fait comparables à celles de POULOS et MATTES.

Tableau 2

Valeurs des coefficients x_1 , x_2 et x_3 des relations (14) et (15).

D/B : coef.		100	50	25	12,5	10	5
		:	:	:	:	:	:
x_1	ν qq	104,7	54,29	26,58	13,18	-	5,118
	$\nu = 0,5$	0,0330	0,0598	0,0908	0,142	-	0,231
x_2	$\nu = 0,25$	0,0412	0,0745	0,114	0,177	-	0,289
	$\nu = 0,0$	0,0439	0,0794	0,121	0,189	-	0,308
x_3	$\nu = 0,5$	0,478	0,478	0,478	-	0,499	0,531
	$\nu = 0,25$	0,531	0,531	0,531	-	0,546	0,584
	$\nu = 0,00$	0,478	0,478	0,478	-	0,490	0,529

B.4.5. Calcul de GAMBIN

Une des méthodes de calcul de tassement de pieux les plus répandues en France est celle de GAMBIN, qui a effectué une approche en élasticité en vue d'appliquer les résultats du pressiomètre à la détermination du tassement des fondations profondes.

1) Hypothèses :

Le sol est assimilé à un massif élastique indéfini. Le pieu est supposé déformable élastique, c'est à dire que le tassement en tête est la somme du tassement à la base et du raccourcissement élastique du pieu. On le suppose également rugueux.

De plus, GAMBIN fait l'hypothèse que la contrainte sur la base est indépendante des contraintes de cisaillement τ le long du fût. De la même façon, il suppose que le tassement d'un élément latéral de pieu n'est fonction que des contraintes de cisaillement sur le fût et est indépendant de la contrainte sur la base.

Ces hypothèses sont restrictives par rapport au calcul de MATTES et POULOS, mais en première approximation dans la pratique on peut considérer qu'elles ne sont pas trop éloignées de la réalité.

2) Conduite du calcul :

Ayant fait des hypothèses d'indépendance entre les contraintes tangentielles et la contrainte à la base, GAMBIN calcule séparément le tassement dû aux contraintes de frottement latéral et le tassement dû à la contrainte sur la base.

a) Tassement dû au frottement latéral :

La méthode suivie est la méthode générale qui consiste à découper le pieu en anneaux (cf. § B.2.1.).

Ici GAMBIN assimile (figure 18) les contraintes de cisaillement τ_j autour d'un élément j à une force unique

$$\Delta P_j = \pi B \tau_j \quad (16)$$

comme on l'a vu dans le cas (a) du paragraphe B.2.2.

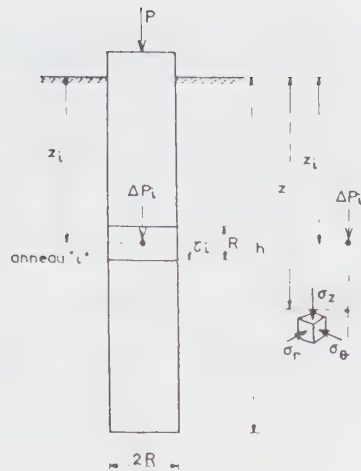


figure 18

Il calcule alors le déplacement $w_j(z)$ d'un point du sol au voisinage de l'axe, à la profondeur z , sous l'effet de la force ΔP_i en considérant celle-ci comme une charge ponctuelle à l'intérieur d'un massif élastique indéfini. L'expression est donc différente de celle obtenue par les formules de MINDLIN qui se placent dans le cas du massif semi-indéfini.

La sommation de toutes les forces ΔP_j pour tous les éléments donne le tassement du sol à la profondeur z dû aux contraintes tangentielles, et en particulier le tassement à la base du pieu.

b) Tassement dû à la contrainte sur la base :

Il est déterminé en considérant que la base est située à la surface d'un massif élastique semi-indéfini et en appliquant la formule de CAQUOT (2) utilisant les résultats de BOUSSINESQ.

3) Résultats :

a) Tassement dû au frottement latéral :

Dans le cas d'un terrain homogène sur toute la hauteur du pieu, GAMBIN explicite à l'aide de quelques approximations, en particulier en supposant τ constant sur toute la hauteur du pieu, le tassement du sol au niveau de la base du pieu en fonction de la contrainte moyenne de frottement latéral :

$$w = C_1 \frac{\tau R}{E} \quad (17)$$

R est le rayon du pieu

C_1 est appelé "coefficient de déformation du fût" obtenu en expri-

mant la moyenne des tassements entre le haut, la base et la mi-hauteur du fût.

C_1 est peu différent de 5 si on a 10 éléments de pieu.

Dans le cas d'un pieu reposant sur une couche dure, GAMBIN indique la même formule, mais avec $C_1 = 3$.

b) Tassement dû à la pointe :

Les résultats du calcul étant destinés à être exploités au moyen des données pressiométriques, GAMBIN indique pour la pointe la formule donnée par MENARD (12) :

$$w = \frac{q}{2E} \lambda R \quad \text{pour } R < 30 \text{ cm} \quad (18)$$

$$w = \frac{q}{2E} 30 \left(\frac{R}{30} \right) \quad \text{pour } R > 30 \text{ cm} \quad (19)$$

C'est la formule donnée par CAQUOT pour le tassement d'une plaque uniformément chargée en surface.

$$w = C_f \frac{qR}{E} (1 - \nu^2) \quad (20)$$

C_f coefficient de forme

Ici λ est le coefficient de forme (qui contient aussi le coefficient de POISSON)

$\lambda = 1$ pour une section circulaire

$\lambda = 1,12$ pour une section carrée

$\lambda =$ varie de 1,53 pour $L/l = 2$ (section rectangulaire)
à 2,65 pour $L/l = 10$

α est un coefficient "rhéologique" dépendant de la nature du matériau et qui tient compte du fait que, pour les plaques de grand rayon, le tassement n'est pas directement proportionnel au rayon.

MENARD indique

$\alpha = 1$ pour un matériau élastique

$\alpha = 2/3$ pour les argiles

$\alpha = 1/2$ pour les limons et sables argileux

$\alpha = 1/3$ pour les sables

c) Méthode pratique de calcul du tassement :

GAMBIN propose une méthode pratique d'utilisation des résultats ci-dessus en fonction des paramètres mesurés au pressiomètre :

- On découpe le pieu en tronçons de hauteur égale au rayon du pieu.
- On évalue la contrainte maximum q en pointe de pieu à l'aide de la résistance limite mesurée au pressiomètre : (résistance en grandes déformations)

$$q - p'_0 = k (p_1 - p_0) \quad (21)$$

p'_0 poids des terres préexistant au niveau de la fondation

p_0 contrainte horizontale initiale préexistant dans le terrain

p_1 pression limite pressiométrique au niveau de la base

k coefficient dépendant de la nature du terrain et du type de pieu.

- A partir de cette contrainte maximum, on évalue la contrainte admissible q_{ad} en introduisant un coefficient de sécurité (généralement de 3). On cherche alors le tassement dû à la contrainte q_{ad} .

- Le tassement de la base dû à q_{ad} est donné, si on appelle l le tronçon de la base :

$$w_1 = \frac{q_{ad}}{2E} \lambda R \quad (22)$$

- On ajoute à w_1 le raccourcissement élastique du premier tronçon, d'où :

$$w_2 = w_1 + \frac{q_{ad} \Delta z}{E_p} \quad (23)$$

Δz hauteur de l'élément

E_p module d'élasticité du pieu

- On en déduit la contrainte tangentielle le long de l'élément l par la relation (17) :

$$\tau_1 = \frac{w_2 E_s}{RC_1} \quad (24)$$

- L'expression de la contrainte normale σ_2 à la base de l'élément 2 est obtenue en écrivant :

$$\Delta p_1 = \frac{2 \pi R \Delta z \tau_1}{\pi R^2} \quad (25)$$

$$\text{et } \sigma_2 = q_{AD} + \Delta p_1 \quad (26)$$

- Le tassement du tronçon 3 sera donc :

$$w_3 = w_2 + \frac{\sigma_2 \Delta z}{E_p} \quad (27)$$

- En passant ainsi de suite des contraintes normales aux contraintes tangentielles par l'intermédiaire du raccourcissement élastique du pieu, on arrive à exprimer le tassement en tête de pieu pour la charge d'utilisation.

d) Confrontation avec l'expérience :

GAMBIN vérifie les valeurs du coefficient C_1 en comparant tassement mesuré in-situ et tassement calculé dans quelques cas d'essais de chargement statique. Ces essais, destinés à mesurer uniquement le tassement dû au frottement latéral, ont été effectués avec un vide à la base du pieu. Nous avons exprimé les tassements sous forme de facteur de déplacement vertical r_w , de façon à pouvoir reporter les résultats sur la figure 12 donnant les valeurs théoriques de POULOS pour la pointe et le frottement latéral.

La courbe expérimentale de GAMBIN se situe en dessous de toutes les autres. Les conditions d'expérience sont telles qu'on peut supposer le pieu incompressible. Les tassements mesurés de cette façon sont donc plus faibles que ceux calculés par MATTES, POULOS et DAVIS, même dans le cas où la répartition des contraintes le long du pieu donnée par ces auteurs est telle que la pointe n'influe pas et que tout le tassement est dû au frottement latéral ($K = 100$ par exemple). Par contre la courbe de GAMBIN est comparable à celle de NISHIDA.

GAMBIN remarque également que la valeur expérimentale du coefficient C_1 dépend de la mise en place du pieu, chose qui n'est pas envisagée dans les calculs théoriques de POULOS.

Remarque :

Le calcul de GAMBIN est destiné à utiliser les données pressiométriques, c'est à dire la pression limite p_1 , la pression de fluage p_f (fin de la

phase pseudo-élastique) et le module pressiométrique E du sol à différents niveaux autour du pieu.

Le calcul se faisant élément par élément, il offre l'avantage de permettre un réajustement du module d'élasticité du sol à chaque niveau, à partir de paramètres mesurés in-situ. D'autre part comme on calcule la contrainte tangentielle pour chaque élément, on peut vérifier que celle-ci n'atteint pas la valeur limite correspondant à l'entrée en plasticité d'une petite zone autour du tronçon. Cette valeur limite peut d'ailleurs être évaluée à partir d'une formule pressiométrique de MENARD

$$\tau_1 = \frac{P_1}{a} + b \quad (28)$$

a et b donnés pour un type de sol.

En revanche, il faut noter que le calcul de la contrainte tangentielle sur chaque élément à partir de la formule

$$w = \frac{C_1 \tau R}{E} \quad (17)$$

comporte une contradiction puisque la formule (17) a été établie en supposant justement le frottement latéral uniforme sur toute la hauteur du pieu en milieu homogène.

Par ailleurs le tassement de la pointe est calculé en supposant la charge à la base du pieu appliquée à la surface d'un massif semi-indéfini, ce qui donne des résultats un peu plus forts en général.

B.4.6. Calcul de CAMBEFORT - CASSAN

CAMBEFORT (1) a effectué une étude théorique du comportement d'un pieu en terrain homogène au cours d'un essai de chargement statique, ceci à partir d'observations in-situ. Le calcul aboutit à une expression analytique de la courbe complète charge appliquée-tassements en fonction de 7 paramètres dépendant du sol et du pieu.

CASSAN (3) en apportant quelques simplifications au calcul de CAMBEFORT, a essayé d'exprimer ces paramètres à partir des résultats pressiométriques. Ces relations devraient donc permettre, à partir d'une reconnaissance in-situ, de déterminer à priori la courbe charge-tassement du pieu.

1) Hypothèses de CAMBEFORT :

CAMBEFORT ne suppose à priori rien sur le comportement élastique ou plastique du sol. Sa loi rhéologique consiste à poser une loi régissant d'une

part le frottement latéral le long du pieu, d'autre part la contrainte à la pointe.

a) Hypothèse sur la contrainte à la base du pieu :

On suppose que la contrainte q_b à la base du pieu est une fonction linéaire de l'enfoncement w_b de la pointe (figure 19)

$$q_b = q B + \frac{R w_b}{B} \quad (29)$$

B diamètre du pieu

q , R constantes dépendant du sol

b) Hypothèse sur la loi régissant le frottement latéral :

- Au début du chargement, on peut considérer qu'il y a contact parfait sol-pieu et que les déplacements du sol sont égaux aux déplacements du pieu (cas du pieu rugueux). CAMBEFORT écrit que la contrainte tangentielle de frottement latéral $\tau(z)$ à la profondeur z est une fonction linéaire du déplacement $w(z)$ à cette profondeur :

$$\tau(z) = \alpha + \beta w(z) \quad (30)$$

α et β constantes caractéristiques du sol et du pieu

- Lorsqu'on augmente la charge en tête, il se produit localement des glissements sol-pieu. CAMBEFORT suppose que le décollement débute à la tête du pieu et se propage de la tête vers le bas du fût. Si h_1 est la hauteur de décollement,

pour $z < h_1$, CAMBEFORT pose une loi de frottement latéral classique

$$\tau = g + fz \quad (31)$$

g et f constantes avec .

$$\begin{cases} f = 0 & \text{pour un matériau cohérent} \\ g = 0 & \text{pour un matériau pulvérulent} \end{cases}$$

pour $z > h_1$ on a la loi posée précédemment (relation (30)).

- Bien entendu, au fur et à mesure que la charge P en tête augmente, la hauteur h_1 augmente jusqu'à recouvrir toute la hauteur du pieu. Le frottement latéral a atteint sa valeur limite et toute charge supplémentaire est reportée sur la pointe jusqu'à ce que celle-ci poinçonne.

CAMBEFORT exprime donc le comportement du pieu en fonction des 7 coefficients q , R , α , β , g , f et h_1 . A partir de l'équation différentielle de déformation du pieu (13) vue au paragraphe B.4.1., CAMBEFORT donne une intégration analytique et obtient les différentes portions de la courbe efforts-tassements.

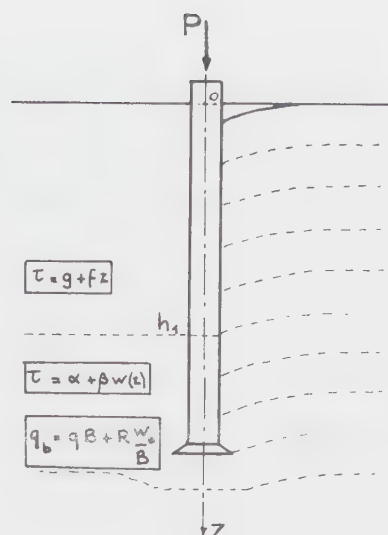


figure 19

2) Calcul de CASSAN

Il a pour but de donner une méthode pratique de calcul de tassements dans le cas de pieux en service. Les hypothèses faites ne sont donc valables que pour les petites déformations.

a) Hypothèses :

-Les expériences faites par CAMBEFORT ont montré que α et q étaient généralement faibles. CASSAN les néglige donc.

-Dans un problème de tassement, on se place en principe très en-deçà de la charge de poinçonnement. CASSAN suppose donc qu'on se trouve dans la première phase de chargement, c'est à dire celle où on n'a pas encore de glissement sol-pieu, et où les déplacements des points du sol sont les mêmes que ceux des points correspondants du fût. C'est le cas étudié par POULOS, DAVIS et MATTES et NISHIDA en élasticité.

Les relations (29) et (30) deviennent alors :

$$\text{- loi régissant la contrainte en pointe } q_b = \frac{R w_b}{B} \quad (32)$$

$$\text{- loi régissant le frottement latéral } \tau(z) = \beta w(z) \quad (33)$$

b) Remarques :

Sous cette forme, nous remarquons que les hypothèses de CASSAN sont voisines de celle GAMBIN.

D'autre part, les relations (32) et (33) expriment que le déplacement vertical en un point du sol voisin du pieu est proportionnel à la contrainte en ce point. On aboutit donc au schéma d'élasticité simplifiée, dit des "coefficients de raideur" assimilant le sol à un ensemble de ressorts linéaires indépendants.

Les hypothèses générales de CAMBEFORT peuvent donc être assimilées à un schéma du même type, en supposant une "ordonnée à l'origine" pour les déplacements.

c) Calcul :

Considérant qu'on est dans la première phase du chargement, CASSAN cherche l'expression théorique des coefficients R et β en fonction des paramètres élastiques mesurables au pressiomètre. On se place donc implicitement en élasticité.

- Contrainte à la pointe. Calcul de R

CASSAN assimile la base du pieu à une demi-sphère rigide uniformément chargée sur son plan diamétral horizontal (figure 20) et calcule le tassement de la base comme celui de l'expansion d'une demi-sphère, à partir de la relation donnée par JOSSELIN DE JONG exprimant le déplacement instantané et différentiel d'une sphère de rayon R_0 sous l'action d'une charge P dans un milieu élastique indéfini :

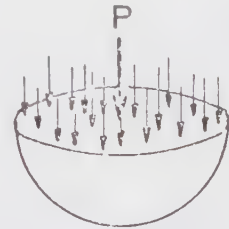


figure 20

$$w = \frac{1+\nu}{3E} p R_0 \quad (34) \quad \text{avec } p = \frac{P}{\pi R_0^2}$$

$$\text{De (32) on tire donc } R = \frac{6E}{1+\nu} \quad (35)$$

Le module d'élasticité du sol est mesurable au pressiomètre.

Il est égal au module pressiométrique dans le cas des pieux forés.

Dans le cas des pieux battus MENARD recommande d'utiliser le module alterné peu différent de $3E$.

CASSAN aboutit donc au résultat pratique suivant :

$$\begin{aligned} R &\simeq 4,5 \ E && \text{pour les pieux forés} \\ R &\simeq 13,5 \ E && \text{pour les pieux battus} \end{aligned}$$

- Contrainte de frottement latéral. Calcul de β

En petites déformations, si on suppose que le sol suit parfaitement le pieu, l'étude de la méridienne de la surface formée par la déformation du sol en surface permet théoriquement de déterminer le coefficient β de la relation (33). CASSAN l'exprime en fonction de l_0 , sous-tangente à la déformée au contact du pieu par rapport au plan horizontal :

$$\beta = \frac{E}{2(1+\nu) l_0} \quad (36) \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} (l_0 &= 0,9 \text{ m pour les pieux} \\ &\text{forés.} \\ (l_0 &= 0,3 \text{ m pour les pieux} \\ &\text{battus.} \end{aligned}$$

d) Résultats :

- Expression analytique du tassement

La relation (31) ajoutée à l'expression générale (13) de la déformation du pieu donne l'équation différentielle en w

$$\frac{d^2 w}{dz^2} - \frac{4\beta}{BE_p} w = 0 \quad (37)$$

directement intégrable et donnant donc l'expression théorique du tassement en tête du pieu en fonction de paramètres élastiques mesurables au pressiomètre :

$$w_0 = \frac{4P}{\pi B} \frac{1 + \frac{R}{E_p} \frac{D}{B}}{R + 4\beta D} \quad (38)$$

P charge en tête

D longueur du pieu

B diamètre du pieu

R et β évalués en fonction de E (relations (35) et (36)).

E_p module d'élasticité du pieu

Cette intégration permet par ailleurs la détermination du terme de pointe, du frottement latéral le long du fût, du frottement latéral en tête et en pointe, donnés par les expressions suivantes :

- Terme de pointe :

$$\sigma_b = \sigma_o \operatorname{ch} aD - aE_b w_o \operatorname{sh} aD \quad (39)$$

σ_b contrainte à la base du pieu

σ_o contrainte à la tête du pieu

$$a^2 = \frac{4\beta}{BE_b}$$

- Frottement latéral le long du fût :

$$\tau(z) = \tau_o \operatorname{ch} az - \frac{\sigma_o}{a} \frac{\beta}{E_b} \operatorname{sh} az \quad (40)$$

- Frottement latéral en tête : $\tau_o = \beta w_o$ (41)

Pour comparer les valeurs des tassements obtenus à l'aide de la formule (38) avec les valeurs données par POULOS et MATTES, NISHIDA et GAMBIN, nous avons tiré le facteur de déplacement r_w à partir de (38), en exprimant les coefficients R et β en fonction de E . Avec les valeurs données par CASSAN pour un pieu foré, nous avons obtenu :

$$r_w = \frac{2}{\pi} \frac{1 + \frac{6}{1+\nu} \frac{1}{K} \left(\frac{D}{B}\right)}{\frac{1}{1+\nu} \left[3 + \frac{D}{l_o} \right]} \quad (42)$$

On remarque ici que r_w ne dépend pas que de D/B et de K , mais aussi de D tout seul.

Nous avons reporté figure 12 les valeurs de r_w obtenues en prenant K infini et $K = 100$, pour un pieu foré, avec $\nu = 0,3$ et un diamètre moyen de pieu égal à 30 cm ($D = 30 D/B$).

On voit que la courbe K infini se situe tout à fait dans les valeurs indiquées par POULOS. La courbe $K = 100$ est également voisine des valeurs de POULOS - MATTES et NISHIDA.

En prenant un diamètre de pieu plus grand, on aurait ramené toutes les courbes vers le bas, et donc diminué le tassement.

- Proportion de charge prise par la pointe

CASSAN donne une expression approchée de la part de charge prise par la pointe sous la forme :

$$\frac{\sigma_b}{\sigma_o} = \frac{1}{1 + 0,2 \frac{D}{B}} \quad (43) \quad \text{pour les pieux battus}$$

$$\frac{\sigma_b}{\sigma_o} = \frac{1}{1 + 0,5 \frac{D}{B}} \quad (44) \quad \text{pour les pieux forés}$$

Il compare cette expression avec les valeurs expérimentales obtenues par CAMBEFORT, ZWECK (26) et DINESH MOHAN (10).

Nous avons regroupé tous ces résultats figure 10 pour pouvoir les comparer aux courbes théoriques données par POULOS, KUENY-MIQUEL et GAMBIN.

On constate une certaine dispersion dans les résultats expérimentaux, qui provient d'abord du fait que pour chaque essai, on se place dans certaines conditions de compressibilité de pieu par rapport à celle du sol. Néanmoins on remarque que, en ce qui concerne le mode d'exécution du pieu, les points expérimentaux se rapprochent assez des courbes semi-empiriques données par CASSAN : on retrouve le fait que les pieux battus se trouvent au-dessus de toutes les autres courbes. Ceci est normal puisqu'ils sont généralement battus au refus, c'est à dire jusqu'à ce qu'ils trouvent un substratum plus résistant. La part prise par la pointe est alors beaucoup plus forte.

3) Remarques sur le calcul CAMBEFORT - CASSAN

La loi de comportement au contact sol-pieu donnée par CAMBEFORT n'est pas une loi élastique. La première phase des enfoncements dépend des 4 coefficients q , R , α et β et rappelle la phase élastique habituelle. Pour la deuxième phase, où apparaissent les glissements, on introduit trois coefficients en plus, g , f et h_1 . Si on fait le parallèle avec un schéma élastoplastique habituel, on n'a besoin dans ce cas que des deux coefficients de l'élasticité E et ν , et des deux caractéristiques de la plasticité cohésion C et angle de frottement ϕ , en tout quatre coefficients. On peut donc se demander si les sept coefficients de CAMBEFORT sont indépendants.

Comme on l'a vu, les simplifications apportées par CASSAN le rapprochent d'une élasticité simplifiée. Il ne lui reste d'ailleurs que 2 coefficients β et R puisqu'il se place dans la phase des très petites déformations. La loi de comportement avec β et R est introduite à priori, mais CASSAN détermine bien ces coefficients en supposant le massif élastique indéfini (application du calcul de l'expansion de la demi-sphère pour le calcul de R).

La méthode de CASSAN a par contre le mérite de tenter de tenir compte, de façon empirique peut-être, du mode d'exécution du pieu. Elle permet d'autre part l'exploitation directe des données pressiométriques in-situ et doit pouvoir s'étendre au cas de couches de modules différents:

B.4.7. Calcul de REESE

1) Hypothèses :

REESE (17) applique la théorie des coefficients de raideur au cas des pieux en assimilant tout d'abord le sol voisin du pieu à un ensemble de ressorts linéaires indépendants, c'est à dire que la déformation d'un point du sol voisin du pieu est directement proportionnelle à la contrainte qui lui est appliquée en ce point.

Par conséquent, REESE admet que le frottement latéral à la cote z le long du pieu et la contrainte à la base du pieu s'expriment par :

$$\left(\begin{array}{l} \tau(z) = \beta w(z) \end{array} \right. \quad (45)$$

$$\left(\begin{array}{l} \sigma_b = k w_b \end{array} \right. \quad (46)$$

$w(z)$: déplacement du point du sol voisin du pieu à la cote z

w_b : déplacement du sol au niveau de la base du pieu

β, k : coefficients caractéristiques des "ressorts", donc du sol.

Le pieu est évidemment supposé rugueux.

On voit qu'on retrouve ici exactement les hypothèses de CASSAN pour le calcul du tassement du pieu dans la phase des petites déformations.

2) Résultats :

On obtient la même équation différentielle que CASSAN, qui s'intègre de la même manière. Les formes des courbes de distribution de charge le long du pieu et des courbes charges-déplacements sont donc identiques.

REESE a affiné sa méthode en assimilant le sol voisin du pieu non plus à des ressorts linéaires, mais cette fois-ci à un ensemble de ressorts non-linéaires indépendants. L'équation différentielle :

$$\frac{d^2 w}{dz^2} - \frac{4\beta}{E_p B} w = 0 \quad (47)$$

n'est donc plus à coefficient constant. La méthode de REESE consiste à l'écrire sous forme de différences finies et à la résoudre numériquement. L'auteur donne deux exemples de résolution et compare les courbes charge en tête-tassement en tête théoriques et mesurées in-situ ; mais, n'ayant pas fait varier systématiquement les paramètres D/B et K , il ne peut guère situer précisément la solution non linéaire par rapport à la solution linéaire.

B.5. Pieu compressible reposant sur une couche dure

Un des cas les plus courants de fondation sur pieux se trouve être le pieu traversant une couche de sol de qualité médiocre pour aller s'ancrer dans une couche dure de bonne résistance. En général, on étudie assez peu le tassement de ce type de pieu, car souvent la couche d'ancrage est suffisamment dure pour qu'elle ne produise aucun tassement. On se préoccupe plutôt dans ce cas d'un calcul à la rupture tenant compte d'un frottement négatif éventuel.

Néanmoins, même en supposant le substratum absolument rigide, on aura un tassement en tête du pieu dû à son raccourcissement élastique. Ce tassement peut être modifié de façon importante selon la compressibilité relative du pieu par rapport à celle du sol de la couche supérieure, à fortiori si le substratum est lui-même légèrement compressible.

Le problème a été étudié d'abord par VEY (24), MANSUR et KAUFMAN (9), ainsi que d'APPOLONIA et ROMUALDI (4). Une première approche théorique dans quelques cas spécifiques a été fournie par d'APPOLONIA et ROMUALDI, puis THURMAN et d'APPOLONIA. POULOS et MATTES (16) ont appliqué les théories vues précédemment au cas considéré.

En France, GAMBIN donne également une formule de tassement pour le cas du pieu portant en pointe.

B.5.1. Calcul de POULOS - MATTES

POULOS et MATTES se sont appliqués à rechercher la variation de la répartition du frottement latéral, des déplacements en tête et en pied en fonction d'une part de l'élancement du pieu, d'autre part de sa compressibilité par rapport à celle du substratum et celle du milieu environnant.

1) Hypothèses :

Le sol environnant le pieu, ainsi que le substratum sont supposés élastiques, homogènes et isotropes.

Le pieu lui-même est supposé élastique et parfaitement rugueux. On suppose qu'il repose sur la couche dure.

On suppose toujours la charge appliquée bien inférieure à la charge de rupture. Néanmoins MATTES et POULOS envisagent le cas où on a des ruptures locales le long du pieu et donc où il n'y a plus adhérence partout, mais supposent toujours qu'on se trouve en dessous de domaine de poinçonnement de la pointe.

2) Conduite du calcul :

Le principe du calcul par application des équations de MINDLIN en milieu élastique semi-indéfini reste le même que pour les autres calculs de POULOS, DAVIS et MATTES.

Pour tenir compte de la réduction des déplacements du sol du fait de la présence du substratum, les auteurs utilisent la théorie des images négatives introduite par d'APPOLONIA et ROMUALDI (FIGURE 21). On effectue la double intégration de MINDLIN sur les éléments réels et imaginaires pour obtenir les facteurs de déplacement.

Signalons que le tassement de la base, considérée comme posée sur le substratum est déterminé ici par une formule de tassement de plaque type BOUSSINESQ, c'est à dire en négligeant l'effet de la couche au-dessus et des contraintes de frottement latéral. C'est l'approximation faite par GAMBIN dans son calcul de tassement de pointe (paragraphe B.4.4.3.) En comparant le calcul général du pieu flottant avec ce calcul approximatif dans lequel on prend le module du substratum égal à celui de la couche sus-jacente, les auteurs montrent que l'erreur commise est très faible.

3) Résultats :

a) Répartition de la charge le long du pieu.

La figure 22 donne la répartition obtenue pour un élancement D/B égal à 25, pour différentes valeurs de $K = \frac{E_p}{E_s}$ et en supposant le substratum rigide. On remarque l'importance de K , compressibilité relative du pieu par rapport à celle du sol de la couche supérieure : lorsque K diminue, l'effort appliqué en tête de pieu est de plus en plus absorbé par frottement latéral et la charge en pointe devient faible.

b) Proportion de charge prise par la pointe :

La figure 23 représente, dans le cas d'un pieu posé sur un substratum rigide, l'influence de K sur la courbe représentant la part de charge prise en pointe en fonction de l'élancement du pieu.

Nous avons reporté sur cette figure les résultats de la figure 10 concernant le pieu flottant. On voit que du fait du substratum, la charge prise en pointe est toujours plus forte, mais d'autre part on constate que l'influence de K est énorme.

Pour un pieu incompressible, toute la charge est prise par la pointe, mais pour un pieu très compressible la pointe ne prend pratiquement plus aucune part à la force portante lorsque D/B atteint 75, c'est à dire pour un élancement fort.

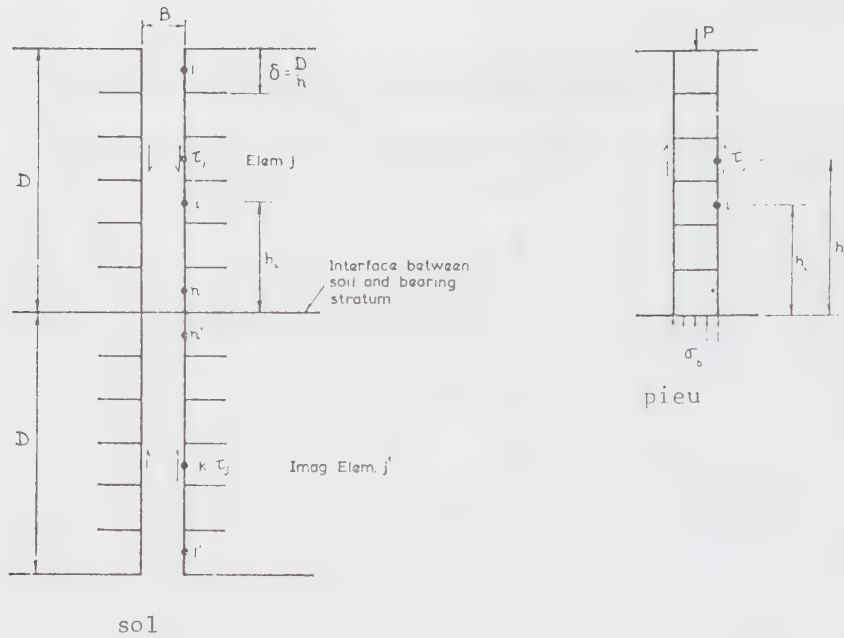


figure 21 : Shématisation des contraintes dans le cas d'un substratum (POULOS et MATTES)

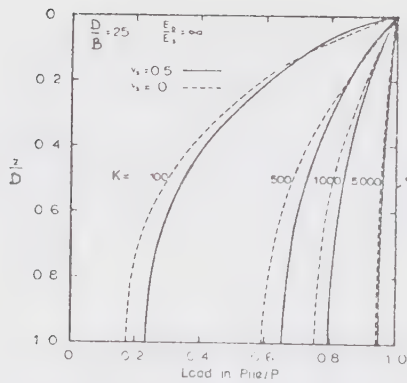


figure 22 :

Substratum rigide. Répartition de la charge dans le pieu suivant les valeurs de K.
D/B = 25 (POULOS et MATTES)

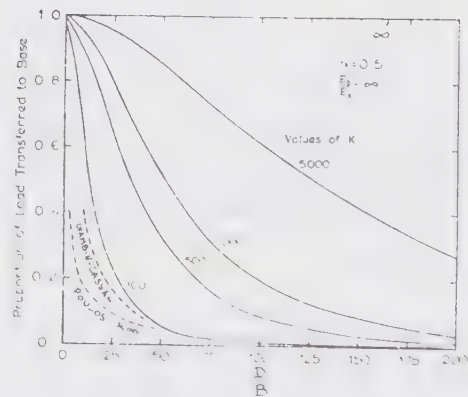


figure 23 :

Substratum rigide. Influence de K sur la part de charge prise en pointe (POULOS et MATTES)
En pointillés : courbes du pieu flottant.

POULOS et MATTES constatent donc le fait important qu'un pieu très élancé compressible, prévu pour porter en pointe (cas des longs pieux métalliques par exemple), se comporte en fait de la même façon qu'un pieu flottant. Les auteurs retrouvent là les observations faites par d'APPOLONIA et ROMUALDI sur des essais in-situ en 1965.

c) Tassements :

POULOS et MATTES étudient l'influence sur le tassement d'une part de K, d'autre part de la compressibilité du substratum. Pour cela ils expriment ce tassement sous forme de rapport du tassement réel au tassement que le pieu aurait s'il agissait comme une simple colonne posée sur le substratum (fig. 24).

Le sol environnant le pieu absorbe d'autant plus d'effort et donc diminue d'autant plus le tassement en tête que le pieu est plus élancé.

L'influence de la compressibilité du substratum n'apparaît que dans la mesure où le rapport K est grand (pieu incompressible par rapport au sol environnant). Dans le cas contraire, on a vu que le substratum n'intervenait pratiquement pas.

Plus le substratum est compressible par rapport au sol de la couche supérieure, plus il a pour effet d'augmenter la part de l'effort prise par frottement latéral et aussi le tassement en tête et en pointe.

d) Influence de glissements locaux le long du pieu :

Dans le cas où les contraintes tangentielles le long du fût atteignent progressivement les valeurs correspondant à l'entrée en plasticité, la répartition de ces contraintes d'adhésion maximum peut être uniforme (cas de l'argile) ou triangulaire (cas du sable). La figure 25 montre, dans ces deux cas et pour $D/B = 25$, la charge prise par le pieu à la cote z en fonction du rapport P_s / P_{su} de la charge prise par le fût à la charge limite de frottement latéral définie par :

$$P_{su} = \pi B \int_0^D \tau_a dz \quad (47)$$

On voit que la rupture locale diminue la part de charge prise par le sol et a donc pour effet d'augmenter le tassement du pieu.

La modification de l'allure de la courbe charge-tassements due à un glissement local dépend surtout de la distribution de l'adhésion maximum avec la profondeur, et de la compressibilité du pieu. Si le pieu est très compressible, on peut avoir de gros écarts par rapport à la solution élastique. Mais pour la

figure 24 : Influence de la compressibilité du substratum par rapport à celle du sol sur les tassements du pieu compressible (MATTES et POULOS)

Tassement exprimé sous la forme : $I = w \frac{ES}{PD}$

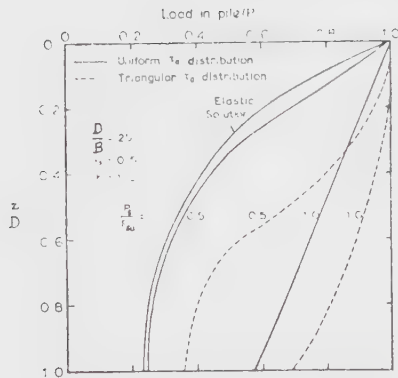
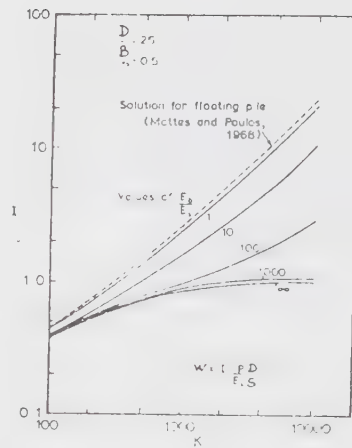
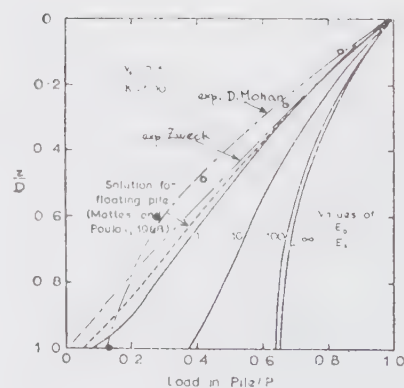


figure 25 : Influence de la rupture progressive sur la courbe de répartition de la charge dans le pieu, pour $D/B = 25$ et $K = 100$

figure 26 : Influence de la compressibilité du substratum sur la répartition de la charge dans le pieu (MATTES et POULOS) Comparaison avec les expériences de ZWECK et DINESH MOHAN.



plupart des pieux, comme le montrent les comparaisons que font MATTES et POULOS avec les essais in-situ cités précédemment, le glissement local n'affecte pas énormément le comportement du pieu, du moins tant qu'on reste dans le domaine des charges de service.

B.5.2. Calcul de GAMBIN

Dans le cas d'un pieu flottant, GAMBIN (paragraphe B4.4) calcule le tassement dû à la charge à la base du pieu, par la formule pressiométrique, type BOUSSINESQ :

$$w = \frac{q}{2E} \lambda R \quad (16)$$

q contrainte à la base du pieu

R rayon du pieu

λ coefficient de forme

Dans le cas d'un pieu chargé en pointe, GAMBIN propose d'utiliser une formule analogue donnant directement le tassement à la pointe du pieu en fonction de la contrainte appliquée en tête de pieu :

$$w = C_q \frac{q'}{2E} \lambda R \quad (48)$$

q' contrainte en tête de pieu

E module du substratum

Le coefficient $C_q = \frac{q}{q'}$, mesure en fait la part de charge prise par la pointe. GAMBIN l'appelle "coefficient de déformation" du fût. C_q dépend de la compressibilité relative du fût et du sol. En fait Gambin l'estime de façon semi-empirique en fonction de l'élancement du pieu :

$$C_q = \frac{1}{0,8 + 0,2 D/B} \quad (49)$$

Nous avons reporté la variation de C_q sur les figures 23 et 10. Sur la figure 10, on voit que la courbe C_q correspond pratiquement avec la part de charge en pointe trouvée par CASSAN dans le cas des pieux battus (relations (36)). Ceci, paraît normal, l'évaluation du rapport étant faite par une méthode analogue dans les deux cas. Par contre cette courbe se trouve au-dessus de celles trouvées par POULOS si on considère que le pieu battu peut représenter un cas de pieu rencon-

trant une couche dure.

De même sur la figure 23, la courbe de GAMBIN se trouve très en dessous de toutes les courbes de POULOS et MATTES. Il semble donc que le calcul GAMBIN représente un cas intermédiaire entre le pieu flottant et le pieu reposant sur un substratum (pieu reposant sur un sol plus dur).

B.6. Comparaison des différentes méthodes

On a vu que, à l'heure actuelle, on a à notre disposition pour le calcul des tassements de pieux, de nombreuses méthodes analytiques, et d'autre part quelques méthodes numériques. Ces dernières, encore peu répandues, semblent pourtant très prometteuses, car elles ne font intervenir nulle part d'approximation pour l'expression du calcul. Elles peuvent également être étendues à n'importe quel cas de chargement du pieu, sol homogène ou hétérogène. Lorsqu'on aura pu obtenir des résultats de tassements par méthode numérique pour de nombreux cas de pieux et de sol, il sera intéressant de situer par rapport à celle-ci les résultats des méthodes analytiques qui comportent des approximations.

Ces méthodes analytiques peuvent justement être classées suivant les approximations qui y sont faites par rapport au cas réel de chargement d'un pieu dans le sol. On a eu une évolution à mesure qu'on a mieux su appliquer au sol les outils mathématiques, et ceci avec plus de rigueur et de logique. Au départ on a fait des simplifications au niveau de la loi de comportement du sol, ensuite au niveau des conditions aux limites sol-pieu ; enfin au niveau du calcul lui-même. Nous avons regroupé toutes les méthodes tableau 3.

B.6.1. Discussion des hypothèses :

L'hypothèse du sol élastique, la plus couramment admise, semble être correcte tant qu'on a une charge bien inférieure à la charge de rupture du pieu. Mais le fait de supposer une élasticité avec E et ν constants est déjà moins vrai, E dépendant de l'état de contrainte en un point. D'autre part, E est sans doute fonction de la profondeur (milieu non homogène).

L'hypothèse assimilant le sol à des ressorts indépendants n'est pas à proprement parler une hypothèse élastique. Elle n'en est qu'une approximation. Elle entraîne l'indépendance du tassement dû à la pointe et du tassement dû au frottement latéral. Son avantage est de fournir une solution analytique beaucoup plus simple.

La meilleure approche semble bien être celle du massif élastique semi-indéfini, à condition que le sol reste à peu près homogène. Par la suite il faudra sans doute envisager des calculs avec module élastique fonction de la profondeur et de la contrainte locale, analytiquement très compliqués, mais peut-être résolubles numériquement.

B.6.2. Discussion des conditions aux limites :

Les conditions aux limites, c'est à dire la schématisation de l'introduction du pieu dans le massif de sol idéal, ont été définies de façon à pouvoir utiliser les méthodes de calcul à notre disposition.

Pour les méthodes considérant le sol comme un ensemble de ressorts, les calculs étant plus simples, on a pu tout de suite considérer le pieu sous sa forme réelle.

Pour les méthodes en massif élastique semi-indéfini, on a tout d'abord adapté la schématisation au calcul qu'on savait résoudre : plaque enfoncée, plaque enterrée, pieu de diamètre nul .

Par la suite, lorsqu'on a su effectuer le calcul dans un cas plus complexe, on a pu donner au pieu sa forme réelle (GAMBIN, POULOS, BUTTERFIELD, NISHIDA). Néanmoins il faut souligner que même si on sait effectuer l'intégration, l'introduction du pieu fausse le calcul par rapport aux hypothèses mathématiques. Si le calcul se rapproche plus de la réalité pratique, il comporte une approximation théorique.

Les conditions aux limites de contact sol-pieu considérant le pieu rugueux sont en général licites aux très petites déformations, c'est à dire dans le domaine de sécurité où on cherche à se placer.

Le fait de considérer la base du pieu souple est évidemment une approximation introduite pour simplifier le calcul, la base étant en fait rigide. Mais comme en général la part de tassement due à la pointe du pieu est faible, l'erreur produite sur le tassement global est faible, sauf pour les pieux courts à base élargie, comme l'ont montré BUTTERFIELD et BANERJEE.

B.6.3. Discussion des calculs :

Les calculs avec conditions aux limites simplifiées sont en général rigoureux puisque les conditions aux limites ont justement été choisies de façon à permettre leur justesse. On essaie d'appliquer BOUSSINESQ ou MINDLIN dans le domaine d'hypothèses ayant servi à l'établissement de ces formules : plaque enfoncée ou enterrée, pieu de diamètre nul . Remarquons par ailleurs que les cas d'intégration simples envisagés par exemple par GEDDES (répartition uniforme et triangulaire de T) ne correspondent pas forcément aux conditions réelles de chargement du pieu en phase élastique.

Les calculs utilisant l'hypothèse des coefficients de raideur sont également rigoureux puisque la simplification, au niveau de la loi rhéologique cette fois, permet une intégration analytique directe (CAMBEFORT, REESE). Le problème qui demeure est la détermination des coefficients de la loi. CASSAN les calcule en fonction des paramètres élastiques E et ν , et suppose donc deux lois de comportement simultanées du matériau, ce qui n'est pas logique.

Les calculs en élasticité avec conditions aux limites réelles supposent en général que l'introduction du pieu à l'intérieur du massif semi-indéfini ne modifie pas son élasticité. De plus, on est obligé pour effectuer l'intégration de supposer que les formules de MINDLIN sont valables pour une force située au contact

sol-pieu, ce qui est évidemment une approximation. BUTTERFIELD et BANERJEE ont tenté de s'affranchir de cet écueil en effectuant le calcul MINDLIN des contraintes et déplacements en un point dus à une charge quelconque à l'intérieur du massif, et en appliquant les résultats aux frontières du pieu ; l'égalité des déplacements du pieu et du sol donnant la répartition exacte des contraintes le long du pieu. Leur calcul est sans doute plus juste que celui de POULOS, car par ailleurs ils tiennent compte d'une part des conditions de compatibilité des déplacements verticaux et radiaux, d'autre part de la rigidité de la base. Néanmoins il reste qu'on commet toujours une erreur en appliquant MINDLIN au milieu élastique fictif défini par les frontières du pieu. C'est la comparaison avec les méthodes numériques qui nous dira si celle-ci est importante ou non.

B.6.4. Discussion des résultats

Nous avons tenté de regrouper, dans la mesure du possible les résultats obtenus par les différentes méthodes en ce qui concerne respectivement la répartition des contraintes tangentielles le long du pieu, la part de charge prise en pointe et les tassements. L'ensemble des trois points permet de situer la méthode par rapport aux données expérimentales. Dans la pratique, c'est évidemment le dernier point qui importe le plus.

1) Répartition des contraintes tangentielles

Elle a en gros la même allure pour toutes les méthodes en milieu élastique semi-indéfini pour le pieu incompressible, sauf pour la méthode de NISHIDA. C'est la forme donnée figure 8 par POULOS. Pour un élancement de pieu moyen ($D/B > 10$), on a donc une répartition pratiquement linéaire de τ et presque uniforme, sauf vers la pointe où on trouve une concentration de contraintes (ce dernier fait étant rarement observé dans la pratique).

La méthode de NISHIDA pose à priori τ nul en tête et en pointe. La répartition est donc inverse et rappelle celle donnée par la méthode de CAMBEFORT : faibles valeurs de τ aux extrémités et valeur plus forte au milieu du pieu, ce qui semblerait indiquer que la rupture, du moins pour l'argile, ne se propage pas forcément de la tête vers le pied comme l'indiquent ses hypothèses.

En fait, nous avons vu que ces courbes de répartition sont fortement influencées par la compressibilité du pieu par rapport à celle du sol, ou celle du substratum par rapport à celle du sol.

Pour comparer avec les résultats expérimentaux, il est plus pratique de parler de charge prise par le pieu en fonction de la profondeur ($P_z/P = f(z/d)$). De cette façon, on voit qu'en gros toutes les méthodes donnent approximativement la même variation : CAMBEFORT ajuste les coefficients de sa loi en fonction de l'expérience, POULOS ajuste les valeurs de $K = \frac{E_p}{E_s}$ et de $\frac{E_b}{E_s}$.

La figure 26 montre pour un K donné de 500 (pieu en béton dans du sable dense, ou pieu acier dans du sable lâche) comment on peut très bien ajuster la théorie de POULOS avec les expériences de DINESH MOHAN et ZWECK, en tenant compte du fait que pour ZWECK on a un pieu flottant ($E_b/E_s = 1$) et pour DINESH MOHAN une sous-couche légèrement plus dense que les couches supérieures.

2) Part de charge prise par la pointe

La figure 10 regroupe les résultats de toutes les méthodes pour un pieu flottant. La forme des courbes est la même, mais les courbes semi-empiriques de CASSAN et GAMBIN se situent au-dessus des courbes élastiques. La figure 23 donne l'évolution en fonction de K pour des pieux ancrés dans une couche dure.

En ce qui concerne les résultats expérimentaux, on observe une grande dispersion. Mais si on considère le milieu dans lequel a été effectué chaque essai in-situ, on constate que les points très hauts sur le graphique (Montereau, Genevilliers, Vitry II) correspondent à des essais avec sous-couche plus dure que le sol avoisinant. On se trouve alors dans un cas intermédiaire avec la figure 23.

Par ailleurs, les autres points se situent assez bien dans notre faisceau de courbes élastiques.

3) Tassements :

Le regroupement des tassements calculés, que nous avons exprimés figure 12 en terme adimensionnel de facteur de tassement $\frac{w_{EsB}}{p}$ permet de comparer les différentes méthodes. On a toujours un bon regroupement pour toutes les méthodes en ce qui concerne le pieu incompressible flottant, à l'exception de NISHIDA qui donne des valeurs plus faibles.

Pour le pieu compressible, on a une plus grande dispersion : avec CASSAN, on obtient des valeurs plus fortes que celles de POULOS ; avec NISHIDA on obtient une variation du tassement inverse de toutes les autres (le tassement pour $K = 100$ augmenterait avec l'élancement du pieu, ce qui semble curieux !)

Nous n'avons pas pu reporter de points expérimentaux dans ce cas car en général les essais ne sont pas fournis avec le module élastique du sol.

La figure 24 donne l'évolution du tassement pour la méthode POULOS en fonction de la compressibilité d'une couche d'ancrage dure.

A supposer qu'on ait le plus grand nombre de données in-situ, la méthode de POULOS semble la plus complète. Dans la mesure où on n'a que des données partielles, il semble que celle de CASSAN, quoique imparfaite théoriquement, donne une bonne approximation des tassements.

TABLEAU 3 : RESUME DES METHODES

AUTEURS	HYPOTHESES	CONDITIONS AUX LIMITES	METHODE DE CALCUL	RESULTATS
ROUCET (1967)	Sol élastique Pieu incompressible	Massif semi-indéfini Pieu rugueux	Méthode numérique des "lumped parameters"	Pour un tassement en tête imposé : -Répartition des contraintes sous l'axe du pieu -Répartition des contraintes de frottement latéral -Déplacements au voisinage du pieu
KUENY-MIQUEL (1970)	Sol élastique Pieu incompressible	Massif semi-indéfini Pieu rugueux	Méthode numérique des éléments finis	Pour un tassement en tête imposé : -Part de charge prise par la pointe -Pente de la courbe efforts-déplacements
CERDES (1966)	Sol élastique	Massif semi-indéfini Pieu = ligne	Intégration des formules de MINDLIN pour 3 cas de charge sous la surface : -Ponctuelle -Uniformément répartie le long d'une verticale -Répartition triangulaire	Pour les 3 cas de charge, et pour différents ν : -Tableaux de la répartition des contraintes sous la ligne de charge
POULOS, DAVIS, MATTES (1968)	Sol élastique, puis élasto- plastique pieu incompressible ou compressible élastique élasticité du sol non modifiée par la présence du pieu	-semi-indéfini Massif homogène (pieu flottant) ou -couche finie ou -bicouche (pieu posé sur substratum rigide) Pieu rugueux base souple	-Décomposition du pieu en éléments -Frottements latéral sur chaque élément remplacé par un ensemble de forces ponctuelles sur le périmètre de l'élément -Application des résultats de MINDLIN	Sous forme d'abaques, dans tous les cas : -Distribution des contraintes de frottement latéral le long du pieu -Part de la charge prise par la pointe -Tassements -Influence de la consolidation -Influence de rupture locale -Influence d'une base élargie
BUTTERFIELD BANERJEE (1971)	Sol élastique incompressible Pieu ou compressible élastique	Massif semi-indéfini homogène Pieu rugueux Base rigide Base élargie	Calcul analogue à celui de POULOS Condition de compatibilité pour les déplacements radiaux	Résultats très semblables à ceux de POULOS, sauf pour l'influence de la base élargie.
NISHIDA (1964)	Sol élastique Pieu compressible élastique	Massif semi-indéfini Pieu rugueux $\nu = 0$ à la tête et à la base du pieu	-Calcul des contraintes et déplacements dans un milieu élastique semi-indéfini -Application de MINDLIN pour le tassement de la pointe	-Distribution sinusoïdale du frottement latéral -Tassement en tête : $v_0 = \frac{P}{BE} \left\{ \frac{E}{E_p} \pi_1 + \pi_2 \right\} \frac{1}{\frac{1}{2} \pi_2 + 1}$ π_1, π_2, π_3 tabulées.
CAMBIN (1966)	Sol élastique Pieu compressible élastique	-Massif indéfini pour le calcul de τ -Massif semi-indéfini avec charge en surface pour le calcul du tassement à la base - τ supposé constant en milieu homogène -Pieu rugueux	-Découpage du pieu en éléments -Frottement latéral sur chaque élément remplacé par une force unique sur l'axe -Application des résultats de l'élasticité classique	-Tassement dû au frottement latéral en milieu homogène $v = C_1 \frac{\tau R}{E} \quad C_1 \approx 2 \text{ (pieu battu)}$ $C_1 \approx 5 \text{ (pieu foré)}$ -Tassement dû à la pointe : $v = \frac{q}{2E} \lambda R \quad \lambda = 1 \text{ pieu circulaire}$ $\lambda = 1,5 \text{ à } 2,5 \text{ pieu rectangulaire}$ -Tassement pour un pieu chargé en pointe $v = C_q \frac{q' \lambda R}{2E} \text{ avec } C_q = \frac{1}{0,8 + 0,2 D/B}$
CAMBEFORT (1964)	-Loi du sol = loi particulière $\sigma_b = q_b + \frac{R}{b} v_b$ q, R constantes $\tau(z) = \mu + \beta v(z) \text{ pour } z > h_1$ $\tau(z) = g + f z \text{ pour } z < h_1$ $f = 0$ pour $\mu = 0$ $g = 0$ pour $c = 0$	-Massif quelconque -Pieu rugueux pour $z > h_1$	-Découpage du pieu en éléments -Intégration analytique directe	-Courbe théorique charge-enfoncements du pieu en fonction de 7 coefficients.
CASSAN (1966)	Hypothèses de CAMBEFORT simplifiées : $\sigma_b = \frac{R}{b} v_b$ $\tau(z) = \beta v(z)$ Pieu compressible élastique	-Massif quelconque, sauf pour le calcul de R et β (semi- indéfini) -Pieu toujours rugueux	-Intégration analytique directe -Calcul des coefficients R et β en fonction de caractéristiques élastiques	-Courbe théorique charge-enfoncements du pieu $v_0 = \frac{P_0}{B} \frac{1 + \frac{R}{E_p} \frac{D}{B}}{R + 4 \beta D}$ Pieux battus : $R = 13,5 E$ $= 0,0125 E \text{ kg/cm}^3$ Pieux forés : $R = 4,5 E$ $= 0,0042 E \text{ kg/cm}^3$ -Terme de pointe : $\frac{\sigma_b}{b} \frac{G}{1 + \frac{4 \beta}{R} D}$
REESE (1964)	-Sol = ensemble de ressorts indépendants linéaires non linéaires Pieu compressible élastique	Pieu rugueux	-Même expression analytique des hypothèses que CASSAN Même intégration	Mêmes formes de courbe que celle de CASSAN

B.7. Méthode pratique - Conclusion

Dans la pratique, s'étant fixé un coefficient de sécurité par rapport à la rupture, on va charger en principe le pieu à une charge telle que les déplacements seront petits. Ce qui nous intéresse c'est d'avoir une estimation valable de ce tassement pour une charge donnée.

Les méthodes numériques ou analytiques résumées au tableau 3 donnent toutes un tassement fonction des paramètres caractéristiques du pieu et du sol. Si les paramètres du pieu sont faciles à déterminer (D , B , E_p), tout le problème de l'application des formules théoriques réside dans la détermination des caractéristiques du sol, c'est à dire E_s et ν_s pour les méthodes élastiques, avec éventuellement E_b si on a un substratum. Pour les méthodes non directement élastiques comme celles de CAMBEFORT ou CASSAN, il faut déterminer les paramètres de la loi de comportement. Pour CAMBEFORT il faut un essai in-situ, pour CASSAN on se ramène à E et ν .

Cette détermination des paramètres élastiques du sol peut se faire au laboratoire après prise d'échantillon in-situ en effectuant un essai triaxial.

En faisant une moyenne sur plusieurs échantillons on peut avoir une estimation de E et ν . Bien entendu, les échantillons étant remaniés et les essais de laboratoire ne représentant pas exactement les sollicitations in-situ on n'est pas certain de E et ν mesurés de cette façon.

On peut aussi tenter de faire une détermination in-situ de ces paramètres à partir de reconnaissance. L'appareil le plus couramment utilisé pour cette estimation est le pressiomètre qui donne directement un module.

Par ailleurs de nombreux auteurs ont effectué des corrélations entre la résistance de pointe du pénétromètre ou le nombre de coups au S.P.T. et le module d'élasticité du sol. Ces corrélations sont généralement valables pour un type de sol donné. Il faut donc avoir un peu "étalonné" le sol avant de pouvoir les utiliser.

La détermination in-situ permet d'avoir une mesure en place et continue du module, quitte à faire ensuite une moyenne.

Lorsqu'on estime $K = E_p/E_s$, il faut également tenir compte du fait que, vu la non homogénéité réelle du sol, E augmente en général avec la contrainte et la profondeur, et par conséquent pour des pieux faiblement enfoncés on se rapproche plus du cas incompressible que pour les pieux élancés.

Ayant la valeur de E , donc de K , la figure 12 nous donne directement le tassement d'un pieu en milieu homogène à peu près pour toutes les méthodes. Si on a un substratum rigide, on se reporte à la figure 24.

En conclusion, il semble qu'on possède à l'heure actuelle des méthodes analytiques assez rigoureuses et précises pour les terrains homogènes. Les progrès qui semblent à faire sont dans le domaine de E variable. Néanmoins, on peut se demander s'il n'est pas paradoxal de chercher à affiner les calculs alors que les paramètres intervenant dans ces calculs sont sujets à une grande imprécision, d'une part du fait de leur fluctuation le long du pieu, d'autre part selon les méthodes de mesure du paramètre. Enfin les paramètres peuvent varier selon le mode de mise en place du pieu. C'est ainsi que se justifient les méthodes approximatives type pressiomètre qui se fondent sur la détermination in-situ de E et qui utilisent des formules approchées en "étalonnant" les coefficients par rapport à des essais in-situ suivant la nature du sol, du pieu, et le mode de mise en place du pieu.

D'un point de vue théorique, ce sont les méthodes numériques qui sont les meilleures, quoique plus lourdes. Pratiquement la manière la plus simple et la plus juste pour obtenir le tassement semble être l'utilisation des méthodes analytiques élastiques les plus rigoureuses en prenant des paramètres mesurés au moyen d'appareils de reconnaissance in-situ.

BIBLIOGRAPHIE 1ère PARTIE

- (1) CAMBEFORT 1964 "Essai sur le comportement en terrain homogène
des pieux isolés et des groupes de pieux".
AITBTP n° 204 déc. 64

- (2) CAQUOT et KERISEL 1966 "Traité de Mécanique des Sols" 4ème édition
GAUTHIER - VILLARS Paris

- (3) CASSAN 1966 "Le tassement des pieux ; synthèse des recherches
récentes et essais comparatifs".
Sols-Soils n°s 18-19 1966

- (4) D'APPOLONIA et ROMUALDI 1963 "Load transfer in end-bearing steel
H - piles"
Proc. Am. Soc. civ. Engrs 89 n°SM2, 1-25

- (5) FOX "The mean elastic settlement of a uniformly loaded area at a
depth below the ground surface"
2 ICSMFE Vol I

- (6) GAMBIN 1963 "Calcul du tassement d'une fondation profonde en
fonction des résultats pressiométriques".
Sols-Soils t.II n°7 déc. 63

- (7) GEDDES 1966 "Stresses in foundation soils due to vertical
subsurface loading"
Géotechnique Vol.16 n° 3

- (8) KUENY-MIQUEL 1970 "Application de la méthode des éléments fin
à l'étude des pieux"
Projet de fin d'études - Ecole d'Hydraulique -
Grenoble

- (9) MANSUR et KAUFMAN 1956 "Pile tests, low-sill structure Old River La"
J. Soil. Mech. Fdrs. Div; Am; Soc; civ; Engrs. 82
n° SM4
- (10) MOHAN, JAIN, KUMAR 1963 "Load bearing capacity of piles"
Géotechnique 13 , n°1 , 76-86
- (11) MATTES et POULOS 1968 "Settlement of a single compressible pile"
J.S.M.F.D Proc. ASCE Vol.95 n° SM1 janvier 69
- (12) MENARD - ROUSSEAU 1962 "Evaluation des tassements - Tendances nouvelles"
Sols-Soils n°1 juin 1962
- (13) MINDLIN 1936 "Force at a point in the interior of a semi-infinite solid Physics 8, 195
- (14) NISHIDA 1964 "The elastic settlement of a pile in the ground"
Soil Foundation Vol.5 , Déc. 64 n°1
- (15) POULOS - DAVIS 1968 "The settlement behaviour of single axially-loaded incompressible piles and piers".
Geotechnique 18 n° 3 , pp.351-371
- (16) POULOS - MATTES 1969 "The behaviour of axially loaded end-bearing piles"
Geotechnique 19 n° 2 pp.285-300
- (17) REESE 1964 "Load versus Settlement for an Axially Loaded Pile"
Proc. , Symposium on Bearing Capacity of Piles
Central Building Research Institute Roorkee
(India) février 64

- (18) ROUGET 1967 "Intégration numérique des champs de contraintes et de déformations élastiques par la méthode de la double grille"
Thèse de Doctorat de Spécialité, Université de Grenoble.
- (19) SALAS et BELZUNCE 1965 "Résolution de la distribution des forces dans les pieux."
Proc. 6th Int. Conf. Mech. 2 , 309-313
- (20) SHEKTER et PRIKHODCHENKO 1964 "Stress and displacement distribution in an elastic layer acted on by internal point forces"
Soil Mech. Found. Eng. New York n°5 275-79
- (21) SKOPEK 1961 "The influence of Foundation Depth on Stress Distribution"
5ème ICSMFE , Vol I (Paris, 1961)
- (22) STEINBRENNER 1964 "Tafeln zur Setzungsberechnung Strasse 1, 121
- (23) THURMAN et D'APPOLONIA 1965 "Computed movement of friction and end-bearing piles embedded in uniform and stratified soils"
Proc. 6th. Int. Conf. Soil. Mech. 2 , 323-327
- (24) VEY 1957 Frictional resistance of steel H - piling in clay.
J.S.M.F.D. A.S.C.E 83 n°SM1 Paper 1160
- (25) WHITACKER et COOKE 1966 An investigation of the shaft and base resistances of large bored in London Clay.
Proc. Symp. on large bored piles pp. 7-49
London : Institution of Civil Engineers
- (26) ZWECK 1953 "Mesures sur modèles réduits du frottement latéral et de la résistance de pointe des pieux".
A.I.T.B.T.P. mars - avril 1953 p.367

- (27) BUTTERFIELD et BANERJEE 1971 "The elastic analysis of compressible piles and pile groups".
GEOTECHNIQUE n° 1 pp. 43-60 mars 71

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DU COMPORTEMENT D'UN
PIEU DANS LE DOMAINE DES
GRANDES DEFORMATIONS

PRINCIPALES NOTATIONS de la 2ème PARTIE

Concernant le pieu :

- B : Diamètre du pieu
 D : Enfoncement du pieu
 D_c : Enfoncement critique pour lequel les spirales de glissement se referment
 D_l : Enfoncement limite provoquant la limite de la portance
 l : Dimension (rayon) du cylindre de sol refoulé
 l_s : Dimension du cylindre calculé en statique, à deux dimensions, en milieu non pesant.

Concernant le sol :

- ϕ : angle de frottement du sol
 C : cohésion
 C_u : cohésion non drainée
 C_a : adhésion pieu-sol $C_a = \alpha C_u$
 $\gamma_d, \gamma_s, \gamma_{min}, \gamma_{max}, \gamma_c$: Poids spécifiques du sol sec, des grains, minimum, maximum, critique.
 D_r : densité relative
 ν : coefficient de POISSON
 E : Module d' YOUNG
 W% : teneur en eau
 W_{sat} : teneur en eau de saturation
 W_L/W_P : limites de liquidité, de plasticité.

PARAMETRES MATHÉMATIQUES :

- τ : contrainte tangentielle de frottement latéral
 τ_l : valeur limite de τ
 σ_o : contrainte verticale sur le plan horizontal au niveau de la base du pieu
 P_o : surcharge imposée à la surface d'un matériau pulvérulent
 f_v, σ : contrainte de butée sur des plan verticaux
 σ_3 : contrainte latérale au triaxial
 q : pression portante sous la pointe du pieu, à la rupture
 q_l : pression portante limite à la pointe du pieu
 P_c : "pression critique" définissant la limite entre compression et dilatation du sol
 δ : inclinaison des contraintes sur le fût du pieu.

COEFFICIENTS

K : coefficient de butée

K_o : coefficient des terres au repos

N_q, N, N_c : coefficients pour le calcul de la force portante

$\alpha(\phi)$: coefficient à deux dimensions pour le calcul de la pression portante limite

λ : coefficient de forme pour le calcul de la pression portante limite.

INTRODUCTION

Nous avons vu que l'étude du pieu dans le domaine des petites déformations en vue de la détermination du tassement sous la charge de service nécessitait avant tout l'estimation de cette dernière. Celle-ci s'obtient en général en prenant un coefficient de sécurité par rapport à la charge limite du pieu, déterminée par une étude en grandes déformations sous chargement statique.

Pour les calculs de tassements, la loi rhéologique du matériau est essentiellement l'élasticité. Ici on s'intéresse à la rupture et on adopte une loi plastique pour le sol avec critère d'écoulement de COULOMB. Les caractéristiques E et ν , module d'YOUNG et coefficient de POISSON sont remplacées par les caractéristiques C et ϕ , cohésion et angle de frottement.

L'étude de l'équilibre limite en plasticité à 2 dimensions du dièdre formé par la base de la fondation et le plan horizontal au niveau de cette base, conduit à l'expression suivante pour la force portante :

$$q = \frac{1}{2} \gamma B N_{\gamma} + C N_c + \gamma D N_q \quad (1)$$

pour une fondation superficielle filante

B = largeur de la fondation

γ = densité du sol

D = enfoncement de la fondation

N_c, N_q, N_{γ} = coefficients de force portante, fonctions de l'angle de frottement du sol

Pour une fondation à trois dimensions, on introduit des coefficients de forme, et la formule devient :

$$q = 0,3 \gamma B N_{\gamma} + 1,3 C N_c + \gamma D N_q \quad (2)$$

pour une fondation circulaire

- N_γ est le terme de surface, calculé pour un milieu pulvérulent sans surcharge

$$\gamma \neq 0, \quad \phi \neq 0, \quad c = 0, \quad p_o = 0$$

- N_c est le terme de cohésion, calculé pour un milieu non pesant et non chargé

$$\gamma = 0, \quad \phi \neq 0, \quad c \neq 0, \quad p_o = 0$$

- N_q est le terme de profondeur, calculé pour un milieu non pesant pulvérulent chargé :

$$\gamma = 0, \quad \phi \neq 0, \quad c = 0, \quad p_o \neq 0$$

En fait, cette formule, établie en 1943 par TERZAGHI (55) pour des fondations de surface, est une approximation puisqu'elle représente une addition d'états d'équilibres limites de directions principales différentes. Elle a été étendue au domaine des fondations profondes, et dans ce cas, elle se simplifie du fait que la profondeur de la fondation est généralement grande par rapport à son diamètre. Le terme $0,3\gamma BN_\gamma$ devient négligeable devant le terme γDN_q .

Mais si le comportement d'une fondation superficielle est relativement bien connu parce que facilement vérifiable expérimentalement, celui d'une fondation profonde l'est beaucoup moins : les phénomènes qui entrent en jeu sont plus nombreux, plus complexes, et moins bien observables. Des paramètres tels que la modification de l'état du sol due à la mise en place du pieu, sa compressibilité, l'influence relative de la pointe et du frottement latéral sont difficiles à distinguer et à séparer in-situ, du fait de la non-homogénéité du sol et de la mauvaise possibilité de les mesurer en place.

D'autre part, pour un pieu, la résistance due au frottement du fût contre le terrain avoisinant est loin d'être négligeable et il faut l'ajouter à l'expression précédente.

On s'est longtemps contenté de calculer la force portante du pieu par extension du calcul des fondations superficielles pour l'effort de pointe et par un calcul semi-empirique simple pour le frottement contre le fût. TERZAGHI estimait ainsi obtenir une valeur inférieure limite de la résistance du pieu, et pensait donc se placer du côté de la sécurité. Ces méthodes approchées, quoique conduisant souvent à des surdimensionnements de pieux, pouvaient être considérées comme relativement satisfaisantes pour des enfoncements de pieux faibles ou moyens, comme c'était le cas le plus courant.

Mais, avec le développement des techniques de fondation, on a été amené à construire des ouvrages plus lourds dans des terrains plus mauvais, fondés sur des pieux très longs (pieux tubulaires ou pieux H), et donc à étudier le comportement des pieux à grande profondeur. Expérimentalement, ce furent les essais très connus de KERISEL (31) sur des pénétromètres dans une grande cuve remplie de sable homogène. Ces essais, qui mirent en évidence une limite à la portance du pieu, montrèrent le fait très important que l'extension de l'application des formules de fondations superficielles (augmentation de la force portante avec la profondeur) était dangereuse à grande profondeur.

Il fallut donc reprendre l'approche théorique du problème en tenant compte des paramètres qui semblaient intervenir à grande profondeur. D'une part, les fortes contraintes mises en jeu apportent une modification au niveau de la Loi de comportement du matériau : si aux faibles enfoncements on peut le supposer incompressible et faire un calcul en plasticité parfaite, aux grands enfoncements, il faut faire intervenir sa compressibilité. D'autre part, il faut trouver une cinématique représentant les mouvements du sol au cours de la pénétration du pieu.

De nombreux auteurs ont proposé des schémas cinématiques, mais la difficulté de la vérification expérimentale de ces schémas explique la diversité des résultats obtenus. Suivant les auteurs, pour un même type de sol et de pieu, la portance peut varier de 1 à 10, alors que le coefficient de sécurité généralement admis est de 3.

A GRENOBLE, les études effectuées depuis une dizaine d'années ont eu pour but de donner une explication et une vérification expérimentale de la courbe complète charge - enfoncement du pieu en milieu pulvérulent.

- BIAREZ (6) et BUREL (14) ont étudié le problème des faibles et moyens enfoncements à deux dimensions.
- LE GALL (36) et NEGRE (46) ont donné une expression théorique du coefficient de force portante de pointe " N_q " en axisymétrie.
- BELOT (3) et LE LONG (37) ont étudié le comportement du sable aux fortes contraintes.
- DESSAINT (22) a étudié l'enfoncement de pieux dans du sable surchargé.
- GRESILLON (26) en étudiant l'enfoncement de pieux dans du sable à surface libre a étendu en axisymétrie la méthode de calcul proposée par BIAREZ pour les enfoncements moyens, et surtout a pour la première fois donné une expression

du palier de la force portante de pointe en fonction des propriétés du sable à l'état critique.

Notre travail dans ce domaine a constitué d'une part à vérifier les méthodes de GRENOBLE par des essais dans le sable :

- à faible profondeur et en petite dimension pour donner une courbe expérimentale du facteur N_q
- à grande profondeur et en grande cuve pour vérifier le calcul GRESILLON et situer l'influence des dimensions de la cuve d'essais.

d'autre part, des essais dans l'argile pour avoir un début de comparaison expérimentale avec les coefficients " N_c " de la littérature.

L'exposé est séparé en deux parties, l'une concernant les matériaux pulvérulents, l'autre les matériaux cohérents. Pour chaque partie, nous rappelons les résultats des diverses théories, nous présentons les essais effectués au Laboratoire et les confrontons avec les différents auteurs, ceci pour l'effort de pointe et pour le frottement latéral.

Enfin, à partir de nos études, nous proposons une méthode de calcul pratique de pieu.

CHAPITRE I

MILIEU PULVERULENT

I. EFFORT DE POINTE

En milieu pulvérulent, $C = 0$, le terme de cohésion de la formule de TERZAGHI s'annule et la résistance de pointe du pieu s'exprime par le terme γDN_q dès que l'enfoncement devient important. L'étude de cet effort de pointe revient donc à trouver l'expression de N_q et à vérifier si elle est toujours applicable. De très nombreuses méthodes ont été proposées ; nous les passons en revue avant de les confronter aux expériences.

I.1 METHODES DE CALCUL

Les méthodes diffèrent à partir des considérations suivantes :

- aux faibles enfoncements, le schéma de la pénétration du pieu est le même que pour les fondations superficielles. Le sol, considéré comme incompressible, est refoulé latéralement selon un schéma plastique. Les calculs du coefficient N_q varient suivant les hypothèses faites pour ce schéma: plasticité parfaite dans tout le massif sous la fondation ou existence d'un coin de sol solidaire de la base;
- aux enfoncements moyens ($D/B > 3$), l'application directe du calcul de surface ne semble pas valable. En effet, le sol est toujours considéré comme incompressible et par conséquent, il n'y a pas de raison pour que le refoulement s'arrête au niveau de la base. Il doit se faire jusqu'à la surface. Ce refoulement est gêné par le frottement de la masse de sol en mouvement d'une part contre le reste du sol fixe, d'autre part contre le fût du pieu. Les calculs des coefficients vont différer cette fois-ci selon la forme qu'on donne au volume en mouvement.

- aux grands enfoncements, la compressibilité du sol n'est plus négligeable, le refoulement ne parvient plus jusqu'à la surface libre. Les calculs consistent alors soit à adopter un schéma plastique se refermant contre le fût pour la détermination du N_q , soit à conserver le schéma cinématique des fondations superficielles, mais en déterminant la contrainte normale au niveau de la base du pieu en tenant compte de la compressibilité du milieu.

I.1.1 FAIBLE PROFONDEUR - MILIEU INCOMPRESSIBLE

Les différents calculs des coefficients correspondant aux fondations superficielles sont relativement connus et ont été détaillés dans la thèse de TRAN-VO-NHIEM (56). Nous ne rappelons ici que ceux utilisés couramment dans le calcul des pieux. Les coefficients N_q obtenus ont été portés tableau 4.

1) Calculs à deux dimensions (figure 27)

Les premières formules de portance étaient simplement une application de la théorie classique de la poussée des terres avec lignes de glissement rectilignes (figure 27 a).

Les schémas suivants, utilisant l'hypothèse du coin rigide sous la base du pieu, avec des lignes de glissement en spirales logarithmiques, ont été donnés par :

- PRANDTL (48), BUISMAN, CAQUOT (17) (coin incliné à $\pi/4 + \phi/2$ et spirale se raccordant tangentiuellement au côté du coin). (figure 27 b).
- et par TERZAGHI (55) (coin incliné à ϕ pour une base rugueuse et spirale avec tangente verticale au sommet du coin). (figure 27 c).
- BRINCH HANSEN (11) adopte le même schéma, mais introduit un coefficient de forme empirique, fonction de ϕ et de l'enfoncement relatif D/B.

A Grenoble, BIAREZ (6) a proposé une méthode dite du "coin minimum", avec un schéma donnant à l'angle du coin une valeur telle que la force portante soit minimum pour un angle de frottement et une surcharge donnés.

2) Calculs à trois dimensions

LE GALL (36) a généralisé la méthode du coin minimum en étudiant la plasticité dans un dièdre à trois dimensions en axisymétrie.

STUTZ et NEGRE (46) ont proposé un schéma avec coin curviligne à partir des travaux de LUNDGREN et MORTENSEN, à trois dimensions. Ce schéma est statiquement correct, le coin est limité par deux bicaractéristiques et on élimine la singularité en son sommet.

Le tableau 4 indique les différents types de calcul en N_q . La figure 31 donne la variation de ce N_q en fonction de ϕ .

I.12 MOYENNE PROFONDEUR - MILIEU INCOMPRESSIBLE

L'expérience montre qu'à partir d'un certain enfoncement ($D/B > 3$ environ) la force portante en pointe du pieu devient plus forte que celle donnée par l'extrapolation du calcul à faible profondeur, exprimé par γ_{DN_q} . BIAREZ remarque que sa variation n'est plus linéaire, mais semble plutôt fonction de D^2 . Le schéma de surface n'est plus valable, car il n'y a aucune raison pour que les lignes de glissement s'arrêtent au niveau de la base du fût. On a donc proposé des schémas traduisant un refoulement de sol jusqu'à la surface. Ceux-ci diffèrent selon la forme adoptée pour le volume de sol qui remonte et selon l'évaluation des frottements contre les "parois" de ce volume.

Au niveau du calcul, les auteurs proposent donc soit une formule identique à celle des fondations superficielles, mais avec un N_q fonction de la profondeur, soit un N_q identique à celui de surface, mais avec une contrainte au niveau de la base du pieu différente de γD .

1) Calcul à deux dimensions

a) Calcul de JAKY (28), DE BEER (2), MEYERHOF (43)

Le schéma adopté présente un coin rigide sous la base d'angle au sommet $\pi/2 - \phi$, mais avec des lignes de glissement en spirales logarithmiques qui se prolongent au-dessus du niveau de la base du pieu. Le raccordement avec la surface se fait par une zone avec lignes de glissement rectilignes. On suppose, en outre, une répartition uniforme des contraintes normales et tangentielles le long de la ligne BE de la figure 28a.

MEYERHOF détermine ces contraintes normales et tangentielles p_0 et s_0 en écrivant l'équilibre du coin de sol FBE sous l'action de celles-ci, de son poids et de la réaction du fût le long de FB. Pour ce dernier point, il fait l'hypothèse supplémentaire que la force de frottement le long du fût à l'intérieur de la zone de rupture, inclinée de δ , s'exprime par :

$$P_\delta = K_s \gamma \frac{D^2}{2 \cos \delta}$$

K_s étant appelé le "coefficient moyen de pression des terres à l'intérieur de la zone de rupture".

$$K_s = 1 \quad \text{pour le sable dense}$$

$$K_s = 0,5 \quad \text{pour le sable lâche}$$

MEYERHOF exprime alors l'effort de pointe sous la forme :

$$q = K_s \gamma D N_q$$

avec un coefficient N_q dépendant de ϕ et de D/B pour les enfoncements moyens.

2) Calcul à trois dimensions (axisymétrie)

a) Calcul de SKEMPTON, YASSIN, GIBSON (53)

Le schéma adopté est le suivant (figure 28 b) :

- Coin rigide sous la base du pieu, incliné à $\pi/4 + \phi/2$, avec une répartition des contraintes sous le coin triangulaire.
- Surface de glissement en forme de cercle, centré au niveau de la base du pieu, de rayon tel que N_q soit minimum.
- Le volume de sol refoulé a la forme d'un cylindre d'axe vertical, limité par l'extrémité du cercle au niveau de la base.

Les auteurs considèrent qu'il n'y a refoulement de cylindre que dans le cas des fortes densités. Pour un sable lâche, ils estiment que le tassement du sol absorbe le refoulement. Si D est la profondeur du pieu, ils appellent x la hauteur du cylindre, avec :

$$\begin{aligned} x &= 0 \quad \text{pour un sable lâche} \quad D_r < 0,25 \\ 0 < x < 0,5 & \quad \text{pour} \quad 0,25 < D_r < 0,75 \\ x &= 0,5 \quad \text{pour} \quad D_r > 0,75 \end{aligned}$$

Le frottement de ce cylindre est évalué en supposant que la contrainte tangentielle de frottement à la cote z est égale à

$$K_0 \gamma z \operatorname{tg} \phi$$

K_0 étant le coefficient des terres au repos.

Le coefficient N_q obtenu dépend de D/B . Il est donné figure 31 pour $D/B = 6$ et $D/B = 0$.

b) Calcul de BIAREZ, GRESILLON

A Grenoble, les expériences de BIAREZ (6) à deux dimensions dans les rouleaux avec surcharge ont montré :

- l'existence d'un coin rigide solidaire de la base du pieu, dont l'angle au sommet décroît lorsque la surcharge augmente.
- des lignes de glissement en forme de spirale sous la base du pieu.

- un refoulement se produisant jusqu'à la surface.

Par ailleurs, la résistance de pointe augmentait plus que proportionnellement à la profondeur.

A la suite de ces observations, BIAREZ, puis GRESILLON (26) ont effectué un calcul avec les hypothèses suivantes (figure 29).

Hypothèses :

- Le schéma cinématique sous la base du pieu est celui de l'équilibre limite avec spirale et "coin minimum" calculé en axisymétrie par LE GALL et NEGRE pour les faibles enfoncements.

- Le volume refoulé a la forme d'un cylindre limité par la dimension de la spirale au niveau de la base de la fondation.

- Le frottement du volume en mouvement contre le reste du massif entraîne une augmentation de la contrainte verticale au niveau de la base du pieu. Celle-ci devient la somme d'un terme dû au poids des terres γD (terme en D) et d'un terme dû au frottement contre les parois verticales du cylindre (terme en D^2).

- La détermination de cette nouvelle contrainte se fait avec les hypothèses supplémentaires :

+ Le refoulement met en état d'équilibre limite le dièdre BOA de la figure 29 avec butée sur OB.
De même sur C D.

+ Les contraintes sur OB et CD sont inclinées à ϕ (l'expérience montre que le long du pieu, on a en général une petite zone de sol fixe).

GRESILLON a effectué le calcul dans le cas d'un sol à surface libre et le cas d'un sol surchargé uniformément par une couche de propriétés mécaniques négligeables.

Calcul :

Evaluation du frottement sur les parois OB et CD :

On superpose l'état d'équilibre du dièdre BOA en milieu pesant (sans surcharge) et en milieu non pesant (avec surcharge p_o). Les contraintes correspondantes sont f_1 et σ .

Pour le dièdre pesant, on admet en outre que le coefficient de butée sur OB est celui du dièdre à deux dimensions :

$$K = \cos \phi$$

$$\text{d'où } \sigma = K \gamma z = \gamma z \cos \phi$$

à la profondeur z

Pour le dièdre non pesant, on a un équilibre limite avec deux zones de PRANDTL qui se recouvrent, et donc ligne de discontinuité. La relation entre la contrainte de frottement f_1 et la contrainte de surcharge p_0 est donnée dans ce cas par :

$$\frac{f_1}{p_0} = \frac{(\cos \alpha_1 + \sin \phi \cos \gamma_1) (\cos n - \sin \phi \cos m)}{(\cos \alpha_0 - \sin \phi \cos \gamma_0) (\cos n + \sin \phi \cos m)} \quad (3)$$

avec, en se reportant à la figure :

α_0 : inclinaison des contraintes sur OA

α_1 : inclinaison des contraintes sur OB

$$\text{et } \sin \gamma = \frac{\sin \alpha}{\sin \phi} \quad \sin m = \frac{\sin n}{\sin \phi}$$

$$m = -\frac{\pi}{2} - \left[\theta - \frac{\pi}{2} - \left(\frac{\gamma_0 - \alpha_0}{2} \right) - \left(\frac{\gamma_1 + \alpha_1}{2} \right) \right]$$

$$\theta \quad \text{angle du dièdre} = \frac{\pi}{2}$$

Dans notre cas particulier :

$$\alpha_0 = 0$$

$$\alpha_1 = 0$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{d'où } m = -(\pi/4 - \phi/2)$$

La formule (3) devient :

$$\boxed{\frac{f_1}{p_0} = \operatorname{tg} (\pi/4 + \phi/2) \frac{\cos n - \sin \phi \cos (\pi/4 - \phi/2)}{\cos n + \sin \phi \cos (\pi/4 - \phi/2)}} \quad (4)$$

$$\text{avec } \sin n = -\sin \phi \sin (\pi/4 - \phi/2)$$

Nous avons porté les valeurs de f_1/p_0 en fonction de ϕ ci-dessous tableau 5 :

Tableau 5. Valeurs de f_1/p_0

ϕ	20°	25°	30°	35°	40°	45°
f_1/p_0	0,650	0,588	0,525	0,462	0,398	0,344

- La force de frottement totale entre le cylindre et le reste du massif due à $f_1 + \sigma$ est donc, en intégrant sur la surface décrite par OB et CD:

$$F = \int_0^D (f_1 + \sigma) \sin \phi \, 2\pi (l + b/2) \, dz + \int_0^D (f_1 + \sigma) \sin \phi \, \pi b \, dz$$

$$= f_1 \sin \phi \times 2\pi (l + b) D + \gamma \cos \phi \sin \phi \, \pi (l + b) D^2$$

l étant la distance du fût à l'extrémité de la spirale de refoulement sur le plan horizontal de base.

- L'accroissement de contrainte $\Delta \sigma_0$ sur le plan de la base du pieu est par conséquent :

$$\Delta \sigma_0 = \frac{F}{\pi (l + b)^2 - \pi b^2/4} = \frac{F}{\pi l (l + b)}$$

$$\Delta \sigma_0 = \left(2 f_1 \sin \phi / l \right) D + \gamma \left(\frac{\sin \phi \cos \phi}{l} \right) D^2$$

D'après la cinématique choisie, l'augmentation de la résistance de pointe avec la profondeur n'est donc pas due à une augmentation du coefficient N_q , mais à l'augmentation de la contrainte p sur le plan horizontal de la base. La résistance de pointe s'exprime donc par :

$$q = \sigma_0 N_q$$

N_q étant celui des faibles enfoncements (LE GALL).

$$\sigma_0 = \underset{\text{surcharge}}{p_0} + \underset{\text{poids des terres}}{\gamma D} + \underset{\text{frottement du cylindre}}{\Delta \sigma_0}$$

soit, pour un milieu pulvérulent homogène à surface libre :

$$q = \gamma D N_q \left(1 + \frac{\sin \phi \cos \phi D}{l} \right) \quad (5)$$

et pour un milieu pulvérulent homogène surchargé d'une couche de propriétés mécaniques négligeables :

$$q = N_q p_o + \gamma D N_q \left(1 + \frac{\sin \phi \cos \phi}{\lambda} D \right) + N_q \frac{2 \frac{f_1 \sin \phi}{\lambda} D}{\lambda} \quad (6)$$

avec λ donné par la relation (4).

Les expressions trouvées montrent que la tangente à l'origine des courbes charge en pointe-enfoncements est égale à :

$$\begin{aligned} & \gamma N_q \quad \text{dans le cas d'un sol non surchargé} \\ & N_q \left(\gamma + \frac{2 \frac{f_1 \sin \phi}{\lambda}}{\lambda} \right) \quad \text{dans le cas d'un sol surchargé.} \end{aligned}$$

Choix de λ :

Les expériences à deux dimensions de BIAREZ, et le calcul axisymétrique de LE GALL du "coin minimum" montrent que l'inclinaison du coin et la dimension de la spirale de refoulement varient avec la profondeur. D'après BIAREZ, $1/B$ augmente de 1 à 15 lorsque D/B passe de 0 à 30. Le développement de la formule (6) devrait donc faire intervenir la valeur exacte de λ , fonction de 0 et de D/B , donnée par le calcul LE GALL. Mais, cette fonction n'étant pas explicitée, GRESILLON a adopté pour valeur de λ la dimension donnée par le calcul de caractéristiques statiques à deux dimensions :

$$1/B = e^{\pi/2 \tan \phi} \tan \left(\pi/4 + \phi/2 \right) \quad (7)$$

Cette valeur encadre bien les observations expérimentales dans les rouleaux pour de fortes surcharges, ce qui correspond au cas des pieux. Nous donnons ci-dessous le tableau des valeurs de $1/B$ en fonction de ϕ :

Tableau 6. Dimension du cylindre "statique"

ϕ	20°	25°	30°	35°	40°
1/B	2,8	3,3	4,3	5,8	8,1

I.1.3 GRANDES PROFONDEURS - MILIEU COMPRESSIBLE

De nombreuses expériences ont montré qu'à grandes profondeurs, les lignes de glissement ne parviennent plus jusqu'à la surface. C'est donc que le sol sous le pieu ou autour du pieu "absorbe" en se comprimant le volume enfoncé.

Les phénomènes au niveau de la pointe étant difficilement observables, les schémas proposés offrent beaucoup de différences. Ils peuvent être d'abord une extrapolation de ceux à moyenne profondeur, avec prolongement des spirales de refoulement de façon à ce qu'elles se referment sur le fût, avec par conséquent, milieu plastique autour du pieu et milieu élastique au-delà (MEYERHOF, DE BEER, L'HERMINIER, CAQUOT). D'autres auteurs adoptent par contre une cinématique nouvelle (SKEMPTON, YASSIN, GIBSON, BEREZANTZEV).

Mais, si ces schémas tiennent compte du fait que le phénomène de pointe n'est plus sensible à la surface, ils expriment toujours une augmentation de la force portante avec la profondeur. Les résultats se présentent toujours sous la forme γDN_q avec N_q coefficient fonction de ϕ . Dans la majorité des cas, (sauf pour BEREZANTZEV), le N_q est plus fort aux grandes profondeurs qu'aux faibles et moyennes. Or, les essais de KERISEL, ADAM, TCHENG, ceux de VESIC et ceux de GRESILLON ont nettement mis en évidence l'existence d'une limite à cette résistance de pointe. Les schémas précédents n'expliquent pas cette particularité. CAQUOT et KERISEL (17) constatent simplement que dans la pratique, on peut évaluer cette limite à l'aide d'un essai in-situ au pénétromètre et que l'application d'un coefficient de sécurité 2 sur l'effort de pointe les ramène dans le domaine d'application de la formule en N_q pour un pieu.

A Grenoble, GRESILLON a donné une explication du palier et fournit les bases du calcul de cette pression limite en fonction des propriétés mécaniques du matériau aux fortes contraintes.

1) CALCULS A DEUX DIMENSIONS-

a) Calcul de JAKY, DE BEER, MEYERHOF

Le principe du calcul est le même que pour les enfoncements moyens, mais le schéma suppose cette fois-ci que les lignes de glissement en spirales logarithmiques se referment sur le fût (figure 30 a). Ceci se produit à partir du moment où la ligne BE de la figure devient verticale. L'enfoncement correspondant du pieu est appelé "profondeur critique" D_c . L'angle au sommet de la spirale est π .

MEYERHOF prend toujours comme hypothèse que la réaction moyenne du fût sur le pieu s'exprime par :

$$p_0 = k_s \gamma \left(D - \frac{D_c}{2} \right)$$

dans la zone en plasticité (il prend une contrainte uniforme moyenne sur BE).

Remarquant que le N_q calculé à partir des angles de frottement mesurés au laboratoire est trop fort par rapport aux résultats expérimentaux, MEYERHOF propose de prendre un angle de frottement fictif ϕ_f tel que :

$$\tan \phi_f = 0,85 \tan \phi$$

Le coefficient N_q proposé par MEYERHOF s'exprime donc par :

$$N_q = K_s \tan^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_f}{2}\right) e^{2\pi \tan \phi_f}$$

JAKY en 1948 et DE BEER en 1963 donnaient la même expression, mais sans le facteur K_s .

Ce calcul est effectué à deux dimensions. Pour passer au problème réel à trois dimensions, les auteurs introduisent un coefficient de forme λ :

DE BEER le prend égal à 1,3

MEYERHOF à 1,2 pour les sables lâches

et 2 pour les sables denses.

Au bilan, la résistance de pointe s'écrit dans le cas général :

$$q = \lambda \gamma D K_s \tan^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_f}{2}\right) e^{2\pi \tan \phi_f} \quad (8)$$

D représente la profondeur d'ancrage du pieu, au niveau de la base du pieu.

MEYERHOF en 1951, puis DE BEER en 1963 avaient proposé de prendre pour D la valeur D_m correspondant à la profondeur du point limite de la spirale et de sa tangente (figure 30 a), mais ont abandonné cette hypothèse depuis.

Le tableau 4 résume les hypothèses et les coefficients choisis pour le calcul. Les coefficients N_q ont été portés figure 31.

b) Calcul de L'HERMINIER (38)

Le schéma est analogue à celui de MEYERHOF en ce qui concerne les lignes de glissement. Mais cette fois-ci, le raccordement des spirales le long du fût ne se fait pas par l'intermédiaire d'une zone rectiligne avec équilibre de RANKINE. L'HERMINIER suppose que la spirale se poursuit jusqu'au fût. Son angle au sommet est donc (figure 30 b).

$$\frac{3\pi}{2} - \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right) = \frac{5\pi}{4} - \frac{\phi}{2}$$

D'autre part, L'HERMINIER fait les hypothèses suivantes :

- il y a butée sur le fût de la fondation le long de BE, cette butée ayant pour valeur moyenne $\gamma K_p \left(D - \frac{D_c}{2}\right)$, D_c hauteur du bulbe.

- le coefficient de butée K_p est celui correspondant à l'angle ϕ_s tel que $\tan \phi_s = 2/3 \tan \phi$, car l'auteur estime que ϕ , angle de frottement mesuré au laboratoire, est généralement surestimé.

La résistance de pointe d'après ce calcul s'exprime par :

$$q = \gamma K_p D \left(1 - \frac{D_c}{2D}\right) e^{2\left(\frac{5\pi}{4} - \frac{\phi_s}{2}\right) \tan \phi_s} \tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_s}{2}\right) \quad (9)$$

$$= \gamma D N_q$$

avec $N_q = K_p \left(1 - \frac{D_c}{2D}\right) R(\phi_s)$ et $R(\phi_s) = \tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_s}{2}\right) e^{2\left(\frac{5\pi}{4} - \frac{\phi_s}{2}\right) \tan \phi_s}$

L'HERMINIER indique tableau 7 ci-dessous les valeurs de $K_p R(\phi_s)$

ϕ_s	15	18	20,5	23	26	28,5	31	34	36	39	41
ϕ_s	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30
$K_p R(\phi_s)$	7,6	11,5	17,6	27	42	66	105	168	274	454	766
K_p	1,7	1,85	2,05	2,3	2,6	3	3,5	4,1	4,7	5,2	6,8

La formule (9) donnant la résistance de pointe n'est applicable que lorsque la profondeur d'ancrage devient supérieure à celle du bulbe D_c , déterminée par :

$$\frac{D_c}{B} = \frac{1}{2} e^{\frac{\left(\frac{5\pi}{4} - \frac{\phi_s}{2}\right) \tan \phi_s}{\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_s}{2}\right)}} \quad (10)$$

On constate que le N_q obtenu par L'HERMINIER augmente avec la profondeur vers une valeur limite donnée par $K_p R(\phi_s)$.

Nous avons reporté figure 31 les valeurs de N_q obtenues pour $D = D_c$, c'est-à-dire $\frac{K_p R(\phi_s)}{2}$, et la valeur limite $K_p R(\phi_s)$.

Pour passer du schéma plan au cas à trois dimensions, L'HERMINIER multiplie le résultat obtenu en $\gamma D N_q$ par un coefficient de forme λ . En comparant ses données théoriques avec les essais de KERISEL, il trouve pour λ des valeurs variant de 0,7 (sable lâche) à 1,7 (sable très dense), avec une valeur moyenne de 1,3.

c) Formule empirique de CAQUOT-KERISEL (17)

Les auteurs adoptent la forme de glissement proposée par L'HERMINIER, mais devant les difficultés de choix de Φ , proposent une valeur empirique du coefficient N_q aux forts enfoncements, fondée sur les résultats expérimentaux de SKEMPTON, YASSIN et GIBSON à Londres, et sur ceux de St-Rémy-lès-Chevreuse :

$$N_q = 10 \propto \operatorname{tg} \Phi$$

$\propto$ variant de 3,7 pour les petits diamètres
à 2,7 pour les gros diamètres.

En pratique, la formule adoptée est :

$$N_q = 10^{3,04 \operatorname{tg} \Phi} \quad (11).$$

Elle n'est valable que si l'enfoncement est suffisant pour que les spirales se retournent contre le fût, c'est-à-dire a atteint la "profondeur critique", donnée aussi de façon empirique par les auteurs :

$$D_{c/B} = \frac{1}{4} N_q^{2/3} \quad (12).$$

A partir de la profondeur D_c , N_q prend donc une valeur maximum. Lorsque $D < D_c$, les auteurs proposent de prendre pour N_q une valeur intermédiaire entre la valeur en surface qu'ils ont proposé en 1948 :

$$N_q = (1 + 0,32 \operatorname{tg}^2 \phi) \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) e^{\pi \operatorname{tg} \phi} \quad (13)$$

et la valeur $N_{q \max}$ précédente.

Nous avons tracé figure 31 les valeurs de $N_{q \max}$.

d) Formule empirique de VESIC

VESIC (60), à la suite de ses expériences, considère que les lignes de glissement à grande profondeur ne se referment pas sur le fût et propose, pour les grandes profondeurs, le schéma donné par la figure 30 c. Il indique pour N_q la valeur semi-empirique :

$$N_q = e^{3,8 \Phi \operatorname{tg} \Phi \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Phi}{2} \right)} \quad (14)$$

Pour passer à trois dimensions, VESIC introduit un coefficient de forme égal à 3 pour le pieu circulaire.

2) CALCULS A TROIS DIMENSIONS

a) Calcul de SKEMPTON, YASSIN, GIBSON (53)

Ces auteurs adoptent à grande profondeur une cinématique complètement différente de celle qu'ils ont prise à moyenne profondeur. En effet, en étendant au sol les travaux de BISHOP, HILL et MOTT sur le poinçonnement des métaux, ils ont montré qu'il y avait une analogie entre la pression limite nécessaire à l'expansion indéfinie d'une cavité cylindrique à l'intérieur d'un matériau élasto-plastique et la résistance à la pénétration d'un poinçon. Cette résistance q_a correspond à la pression limite à la pointe du pieu lorsqu'on n'a pas de frottements sur cette pointe. En fait, on a une part de frottement mobilisée le long de la surface du cône d'angle au sommet θ . Les auteurs expriment le coefficient N_q correspondant par :

$$N_q = \frac{q_a}{\gamma D} (1 + \cot \theta \tan \phi)$$

En supposant le sable isotrope, caractérisé par les paramètres élastiques, E et ν , cette pression q_a s'exprime par :

$$\frac{q_a}{\gamma D} = \frac{3}{1+2N} \left[\frac{E}{3 p_o (1+\nu)} \frac{1+2N}{1-N} \right]^{\frac{2}{3}(1-N)} \quad (14)$$

$$\text{avec } N = \frac{1 - \sin \frac{\Phi}{2}}{1 + \sin \frac{\Phi}{2}}$$

Les auteurs font de plus intervenir le fait que E est plus petit dans la direction du rayon que dans la direction tangentielle, et d'autre part, tiennent compte des variations de volume du sable au cours du cisaillement (variation de volume proportionnelle à la racine carrée du second invariant du tenseur de déformation).

Les auteurs indiquent pour un angle de cône de 30° et E et ν donnés expérimentalement un N_q reporté figure 31.

b) Calcul de BEREZANTZEV (5)

Le schéma sous la pointe est celui du coin incliné à $\pi/4 + \Phi/2$ avec spirales limitées au plan horizontal de base. BEREZANTZEV introduit la compressibilité du milieu aux grands enfoncements en considérant que, pour un pieu battu, le sol qui se comprime sous le pieu provoque un déplacement vers le bas du volume formé par le cylindre délimité par la dimension des spirales sous la pointe (figure 30e).

Cette descente de cylindre s'accompagne d'un frottement contre les parois du massif extérieur fixe et provoque une diminution de la contrainte verticale au niveau de la base de la fondation. BEREZANTZEV calcule approximativement ce frottement en considérant que le frottement à la profondeur z s'exprime par $\text{tg } \Phi_d \cdot e_z$.

Φ_d : angle de frottement interne sous la pointe

e_z : pression latérale sur la surface du cylindre, déterminée par l'équilibre limite en axisymétrie.

L'auteur exprime alors la pression sous la pointe par :

$$q_f = A_k \gamma B + \gamma D \alpha_\tau B_k \quad (15)$$

A_k, B_k sont des fonctions de Φ

α_τ est un coefficient, fonction à la fois de Φ et de D/B .

On donne figure 31 les valeurs du N_q correspondant indiquées par DESSAINT (22) pour $D/B = 6$, $D/B = 10$, $D/B = 25$.

3) Calcul de GRESILLON : Expression du palier

Les études et expériences effectuées au Laboratoire de GRENOBLE tendent à expliquer la modification de la courbe charge en pointe - enfoncements selon la profondeur à partir de l'évolution de la densité critique du matériau par rapport à sa densité initiale.

Lorsqu'on cisaille un échantillon de sol au triaxial, celui-ci se dilate ou se tasse pour atteindre l'état de plasticité parfaite, selon que sa densité initiale γ_i est supérieure ou inférieure à la densité critique γ_c du matériau, cette dernière étant fonction de la contrainte latérale appliquée σ_3 (figure 32).

De même, dans la zone de plasticité parfaite sous la pointe du pieu, le sol atteint la densité critique qui correspond à l'état de contrainte moyen qui lui est appliqué. Il se dilate ou se tasse suivant que sa densité initiale est supérieure ou inférieure à cette densité critique.

Pour de faibles enfoncements, l'état de contrainte sous le pieu est faible, la densité critique correspondante est donc faible, inférieure à la densité du matériau en place. Par conséquent, le sol se dilate pour entrer en plasticité parfaite et on a un refoulement.

Par contre, pour de grands enfoncements, on arrive à un état de contrainte fort sous le pieu et donc une densité critique correspondante forte, qui peut être supérieure à la densité du matériau en place. A ce moment, le sol se comprime pour entrer en plasticité parfaite, et on n'a plus de refoulement.

GRESILLON fournit l'explication du palier de résistance de pointe à partir des considérations précédentes et du fait que lorsqu'on a compression sous la base du pieu, les points du sol immédiatement au-dessus de la zone comprimée ont tendance à descendre.

Comme pour les grands enfoncements, on n'observe plus rien en surface, c'est que le mouvement de descente crée un phénomène qu'on pourrait rapprocher d'un "effet de voûte", qui entraîne une diminution de la contrainte verticale sur le plan horizontal au niveau des points considérés. Ainsi, au niveau de la base du pieu, on a une diminution de la contrainte verticale depuis la valeur γD jusqu'à une valeur σ_c , liée à la densité critique du matériau, et qu'on peut supposer constante. En effet, au fur et à mesure que le pieu s'enfonce, la pointe rencontre un sol nouveau, qui se comprime à partir de sa densité initiale pour atteindre une densité critique correspondant à l'état de contrainte moyen.

On appelle "pression critique" P_c , la contrainte telle que la densité critique correspondante soit la densité initiale du matériau. Lorsque l'état de contrainte moyen σ_m sous le pieu devient égal à cette pression critique, on commence à observer une diminution de volume.

GRESILLON a essayé de relier la résistance limite à cette pression critique en exprimant la moyenne des contraintes σ_m dans le dièdre situé sous le pieu sous la forme :

$$\sigma_m = \frac{q}{\alpha(\Phi)}$$

Lorsque σ_m devient égal à P_c , q prend sa valeur limite q_1 .

GRESILLON (26) a déterminé $\alpha(\Phi)$ en calculant la moyenne des contraintes dans un dièdre à deux dimensions en milieu non pesant (coin incliné de $\pi/4 + \Phi/2$). $\alpha(\Phi)$ est donné figure 33.

Lorsque $\sigma_m = P_c$, on a donc $q_1 = \alpha(\Phi) P_c$

Le problème réel étant axisymétrique, on introduit un coefficient d'adaptation λ , déterminé de façon empirique à partir des expériences

$$q_1 = \lambda \alpha(\Phi) P_c \quad (16)$$

GRESILLON a trouvé avec ses expériences en petite cuve, un λ de l'ordre de 0,1. En adaptant le calcul précédent aux essais de KERISEL, on a trouvé $\lambda = 0,5$, mais le sable de Loire utilisé pour la détermination du diagramme critique n'est pas forcément le même que celui utilisé par KERISEL, L'HERMINIER et TCHENG.

Avec nos essais en grande cuve, on trouve λ de l'ordre de 0,3.

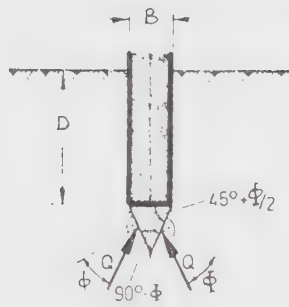
Comportement d'un pieu surchargé

Si notre pieu va s'ancrer dans une couche dure surmontée d'une couche molle créant une surcharge P_o , la valeur de la force de pointe limite va dépendre de cette surcharge (figure 34) :

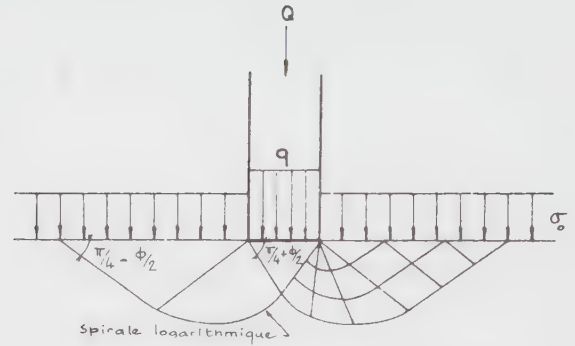
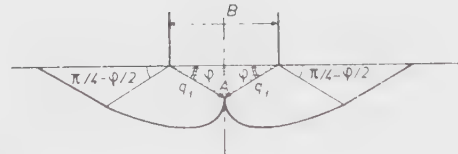
- lorsque P_o est faible, on a d'abord une phase élastique suivie d'une entrée en plasticité lorsque la contrainte à la base atteint la valeur P_{oNq} .

On a ensuite une phase plastique analogue à celle du pieu à surface libre, avec remontée de cylindre. Enfin, lorsqu'on atteint la valeur q_1 , la résistance est limite.

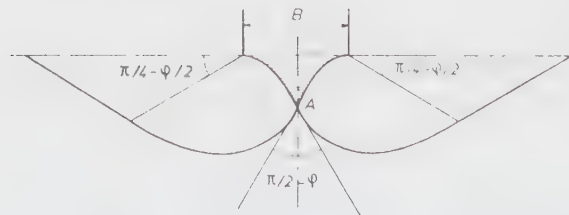
- lorsque P_0 est forte, il se peut que $P_0 N_q$ soit déjà supérieur à q_1 . Le palier suit alors immédiatement la phase élastique, car le milieu est d'emblée compressible.



a) DÖRR (1932)

b) PRANDTL (1921), BUISMAN (1935),
CAQUOT (1934).

c) TERZAGHI (1943)



d) LUNDGREN et MORTENSEN

fig. 27 : Différents schémas de calcul en milieu pulvérulent à faible profondeur.

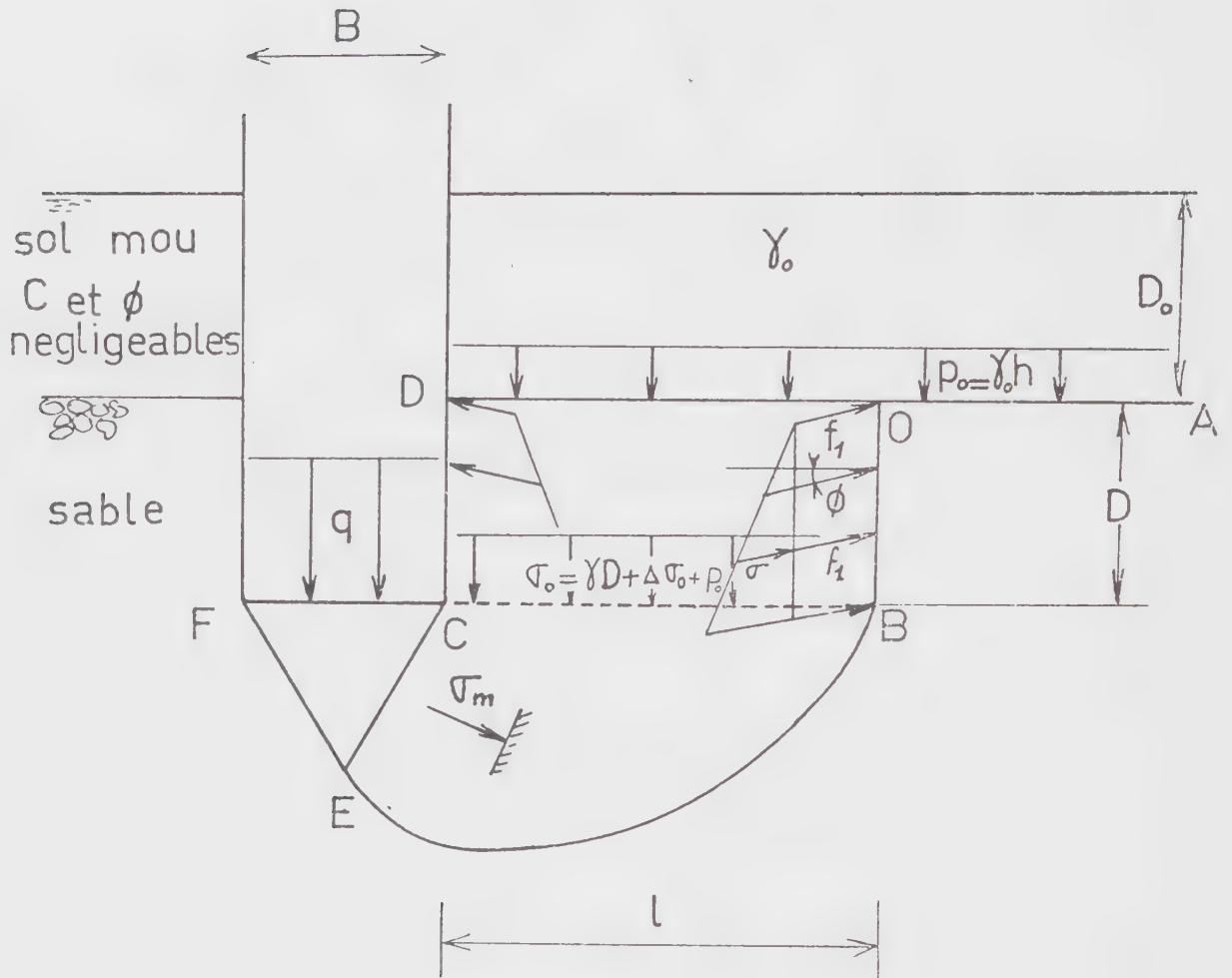
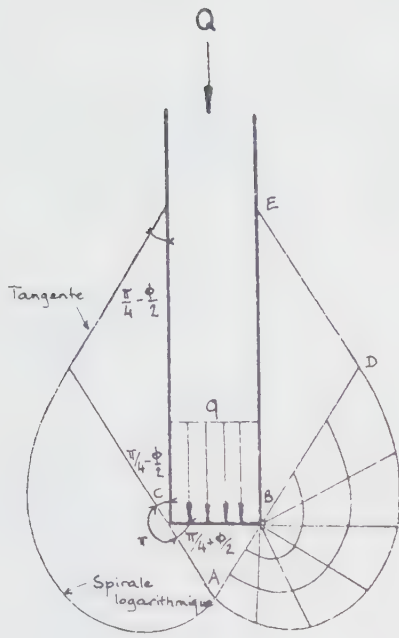
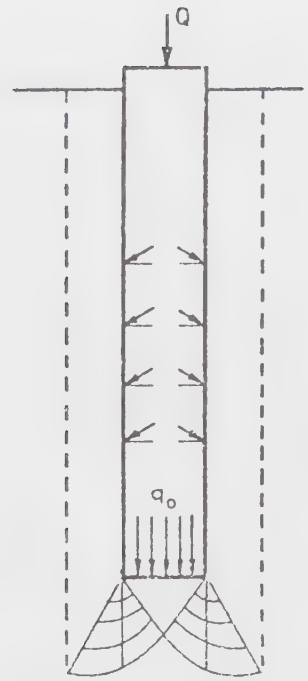


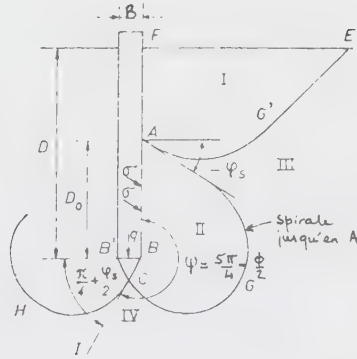
Figure 29 : Calcul BIAREZ-GRESILLON aux faibles profondeurs.
Schéma avec remontée de cylindre.



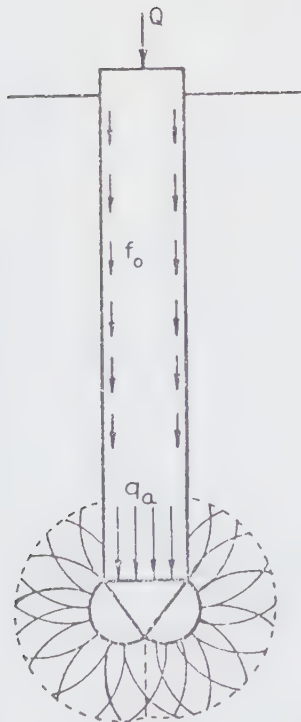
a)
JAKY
DE BEER
MEYERHOF



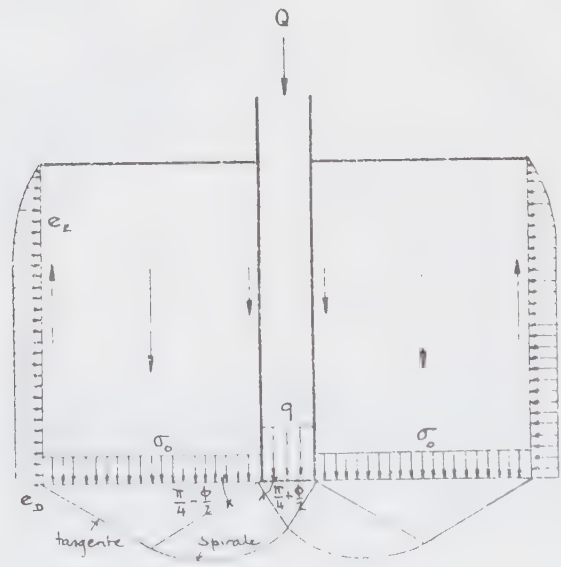
c) VESIC



b) L'HERMINIER



d) SKEMPTON, YASSIN,
et GIBSON



e) BEREZANTZEV

Figure 30 : Schémas à grande profondeur.

TABLEAU 4 - METHODES DE CALCUL DE PIEUX

	Auteurs	Schéma cinématique	Valeur de N_q	Coefficient: pour passer à trois dimensions	Observations
FAIBLES PROFONDEURS	DÖRR (1932)	Butée des terres. Lignes de glissement rectilignes	$tg^2(\gamma_4 + \phi_2) = K_p$	1	
	PRANDTL, BUISMAN (1920)	Coin incliné à $\pi/4 + \phi/2$ Spirales et droites limitées à la base du pieu	$K_p e^{\pi tg \phi}$	1	$K_p = tg^2(\gamma_4 + \phi_2)$ Schéma plan
	CAQUOT, KERISEL (1948)		$(1 + 0,32 tg^2 \phi) K_p e^{\pi tg \phi}$	1	"
	BRINCH HANSEN (1951)		$3 K_p e^{\pi tg \phi}$	1	"
	BRINCH HANSEN (1961)		$K_p e^{\pi tg \phi}$	$\frac{1}{3}(\phi, \gamma_6)$	"
	TERZAGHI (1943)	Coin incliné à ϕ (base rugueuse) Spirales et droites Spirale tangente verticalement au sommet du coin	- base rugueuse : $N_q = \frac{e^{2(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2})} tg \phi}{\cos^2(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2})}$ - coin à ψ avec $\phi < \psi < \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \Rightarrow N_q = a_0^2 K_p$		$K_p = tg^2(\gamma_4 + \phi_2)$ $tg \phi' = \frac{2}{3} tg \phi$ $a_0 = e^{(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \psi)} tg \phi$
	BIAREZ (1962)	"Coin minimum" Spirales et droites	expression de N_q	1	2 dimensions
	LE GALL (1965)	" bicaractéristiques	non analytique	1	Axisymétrie
	NEGRE (1968)	bicaractéristiques, coin curviligne		1	Axisymétrie
PROFONDEURS MOYENNES	JAKY, DE BEER, MEYERHOF (1951-1963)	Coin + spirales et droites jusqu'à la surface	N_q fonction de ϕ et de D/B $N_q = p_0 \frac{1 + \sin \phi e^{2\pi tg \phi}}{1 - \sin \phi \sin(2\eta + \phi)}$ voir figure 28 a	1	prendre $tg \phi_f = 0,55 tg \phi$
	SKEMPTON, YASSIN, GIBSON (1953)	Sous le pieu : coin + cercle Autour du pieu : cylindre et sol refoulé	$q = \sigma'_0 N_q$ fonction de la hauteur du cyl.		Axisymétrie
	BIAREZ-GRESILLON (1962-70)	Sous le pieu : "coin minimum" et spirales (schéma LEGALL) Autour du pieu : cylindre de sol refoulé	sol non surchargé : $q = \gamma D N_q (1 + \frac{\sin \phi \cos \phi D}{L})$ sol surchargé : $q = N_q p_0 + \gamma D N_q (1 + \frac{\sin \phi \cos \phi D}{L}) + N_q \frac{2f_s \sin \phi D}{L}$		1: dimension du cylindre "statique" à 2 dimensions. N axisymétrique
	JAKY, DE BEER, MEYERHOF	Coin + spirales + droites se refermant sur le fût.	$N_q = \frac{1}{2} \gamma D (1 + \sin \phi) e^{\pi tg \phi}$ $N_q = K_p tg^2(\gamma_4 + \phi_2) e^{2\pi tg \phi}$	1,3 1,2 2	sable lâche sable dense
GRANDES PROFONDEURS	L'HERMINIER	Coin + spirales se refermant sur le fût	$N_q = K_p (1 - \frac{D_c}{2D}) tg^2(\gamma_4 + \phi_2) e^{\frac{2(\pi - \phi)}{3} tg \phi}$	1,3	$tg \phi_s = \frac{2}{3} tg \phi$
	CAQUOT, KERISEL (1966)	Formule empirique	$N_q = 10 \begin{cases} 3,04 tg \phi \\ \alpha tg \phi \end{cases}$ ou $10 \alpha tg \phi$ } $\alpha = 3,7$ petits B $\alpha = 2,3$ gros B		
	VESIC	" "	$N_q = K_p e^{\varphi tg \phi}$	3	$\varphi = 3,8 \phi$
	BEREZANTZEV (1961)	Coin + spirales limitées au niveau de la base. Au-dessus : cylindre qui descend	évaluation du frottement sur le cylindre $N_q = \frac{1}{3}(\phi, \gamma_6)$ diminue avec $\frac{1}{D}$	1	Axisymétrie
	SKEMPTON, YASSIN, GIBSON (1953)	Analogie avec l'expansion indéfinie d'une sphère au milieu élastoplastique	$N_q = \frac{q_a}{\gamma D (1 + \cot \theta \cot \phi)}$ $\frac{q_a}{\gamma D} = \frac{3}{1 + 2N} \frac{F}{3p_0(1+\nu)} \frac{1 + 2\nu}{1 - N} \frac{2\gamma}{N} (1 - \omega)$		θ angle du coin $N = \frac{1 - \sin \phi}{1 + \sin \phi}$
	GRESILLON (1970)	Expression du palier en fonction de la "pression critique" du matériau correspondant à la densité initiale.	$\sigma_m < p_c$: q donné par le calcul à faible profondeur $\sigma_m > p_c$: $q = q_c = \alpha(\phi) p_c$	λ	σ_m : moyenne des contraintes dans le dièdre sous la pointe $q_c = \lambda \alpha(\phi) p_c$ exp. } GRESILLON $\lambda = 0,1$ FORAY $\lambda = 0,3$

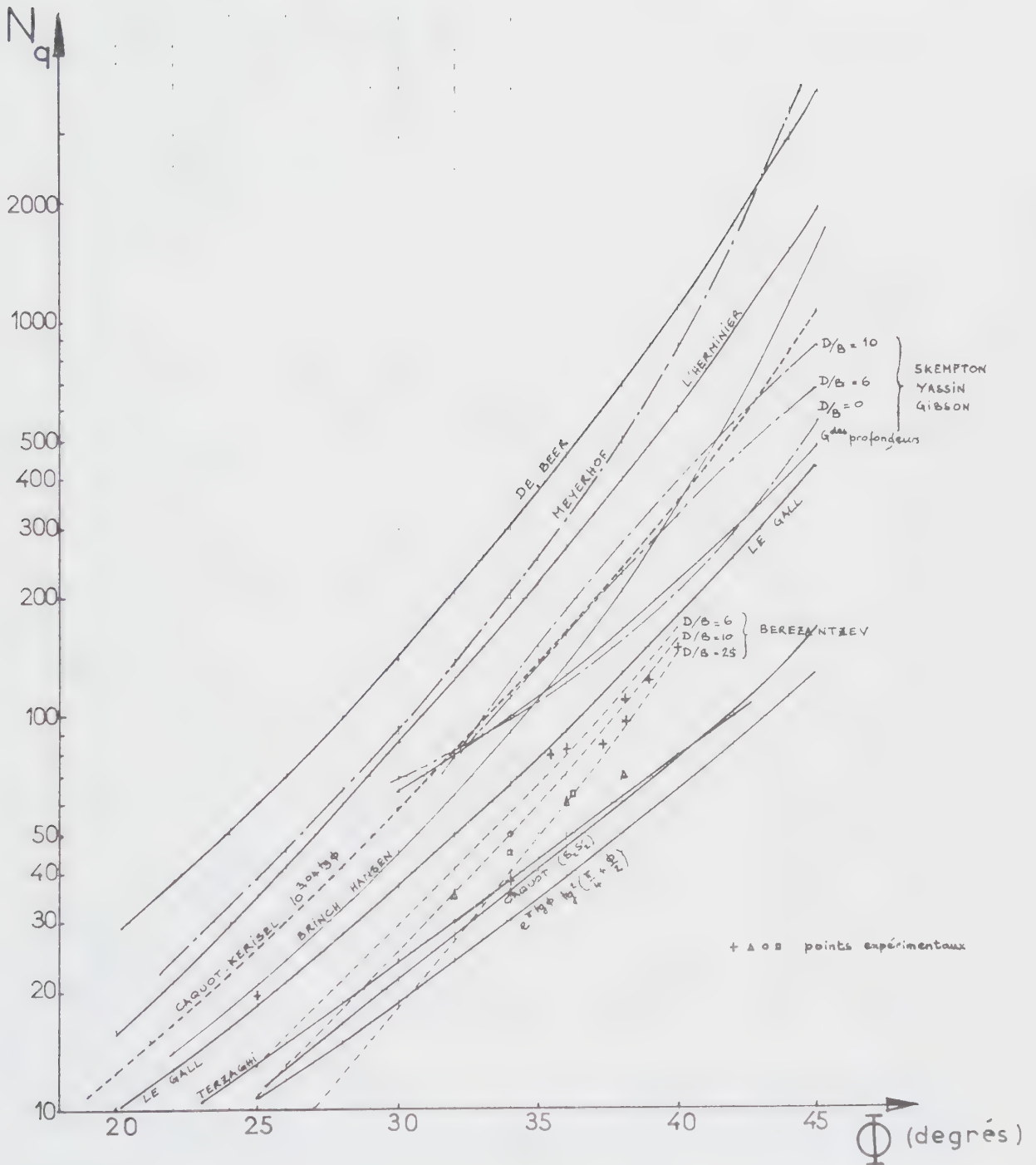


Figure 31 : Valeurs de N_q .

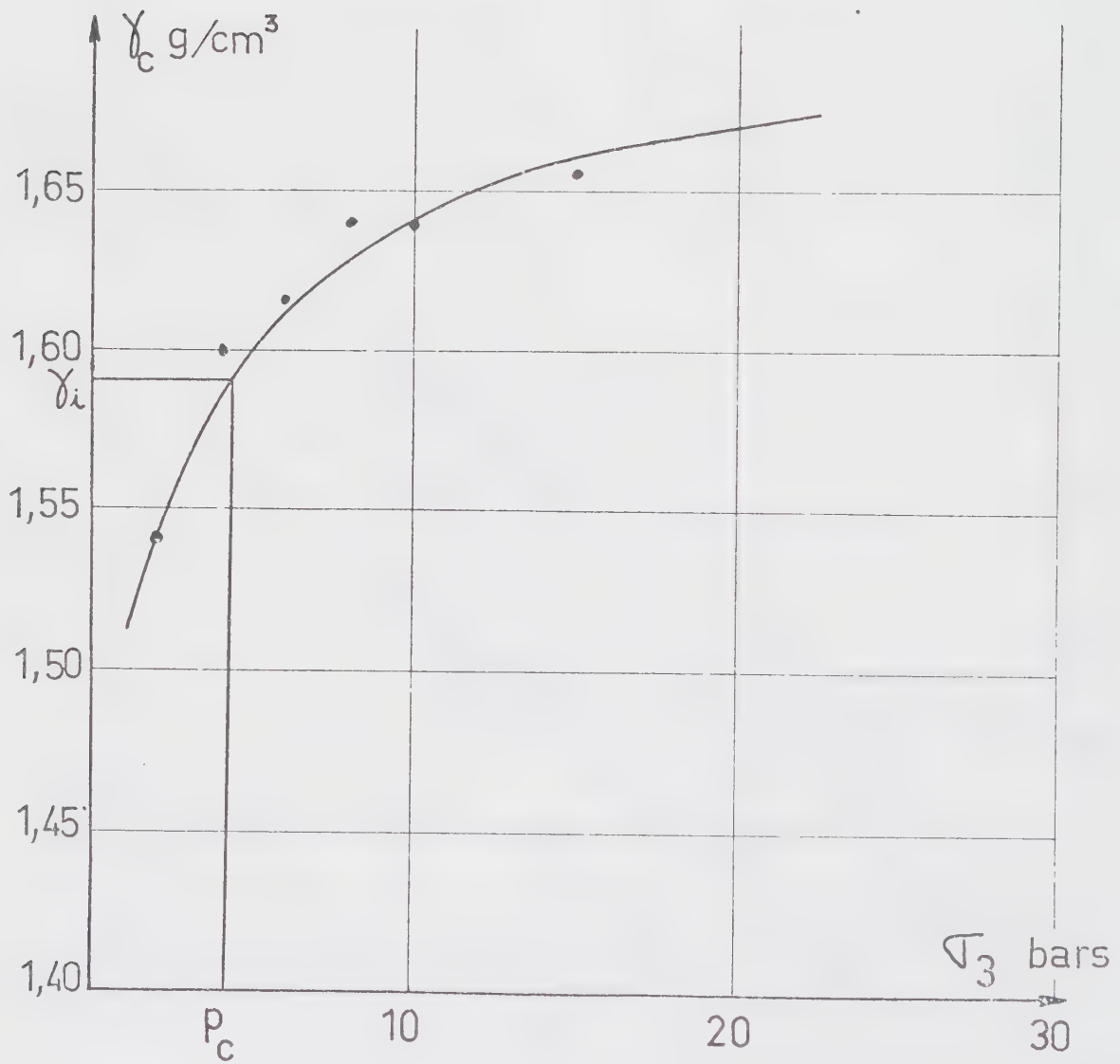


Figure 32 : Diagramme critiqué du sable du Laboratoire d'après GRESILLON.

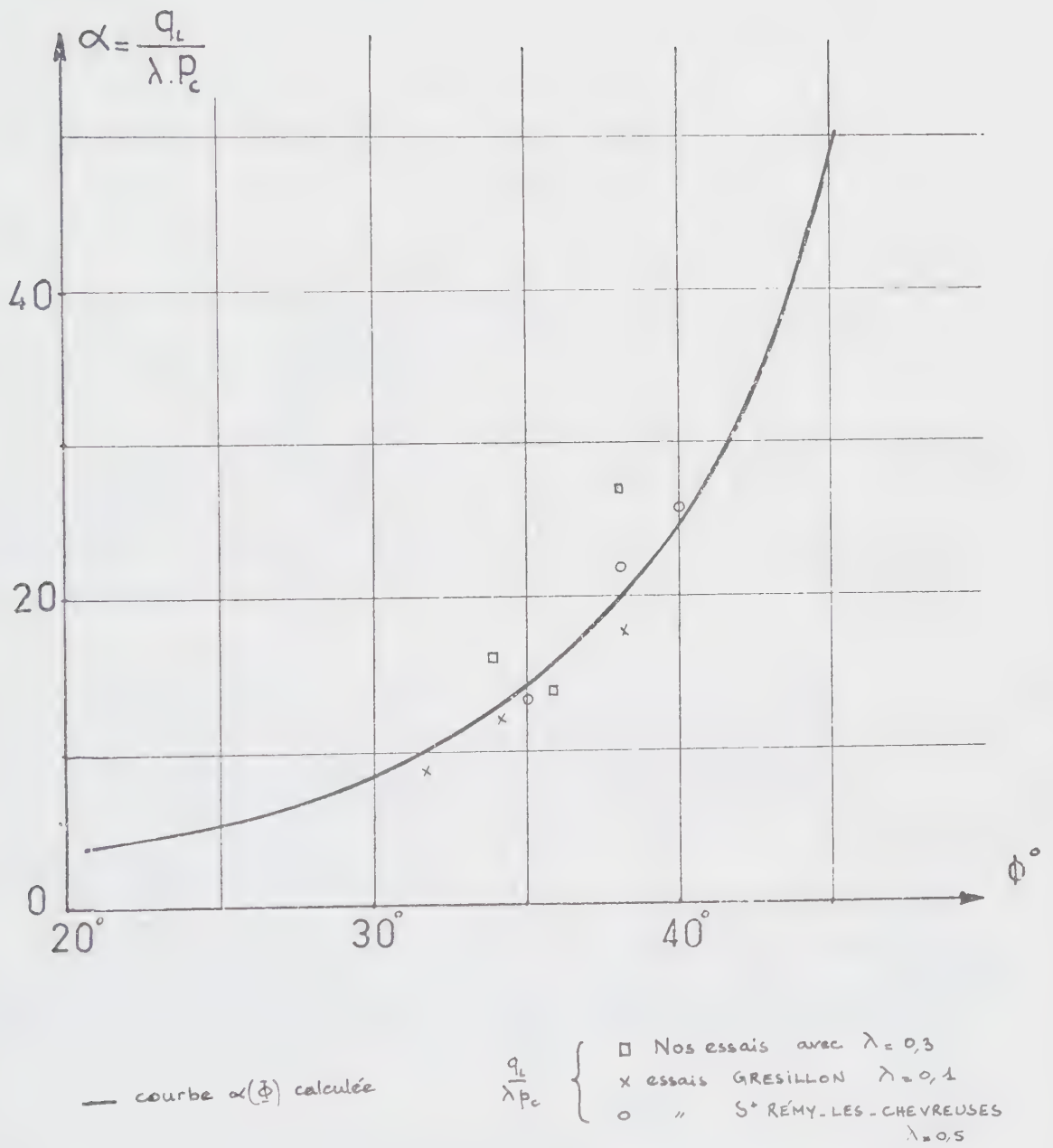


Figure 33 : Paliers de GRESILLON. Valeurs de $\alpha(\phi)$

$$q_l = \lambda \alpha(\phi) p_c$$

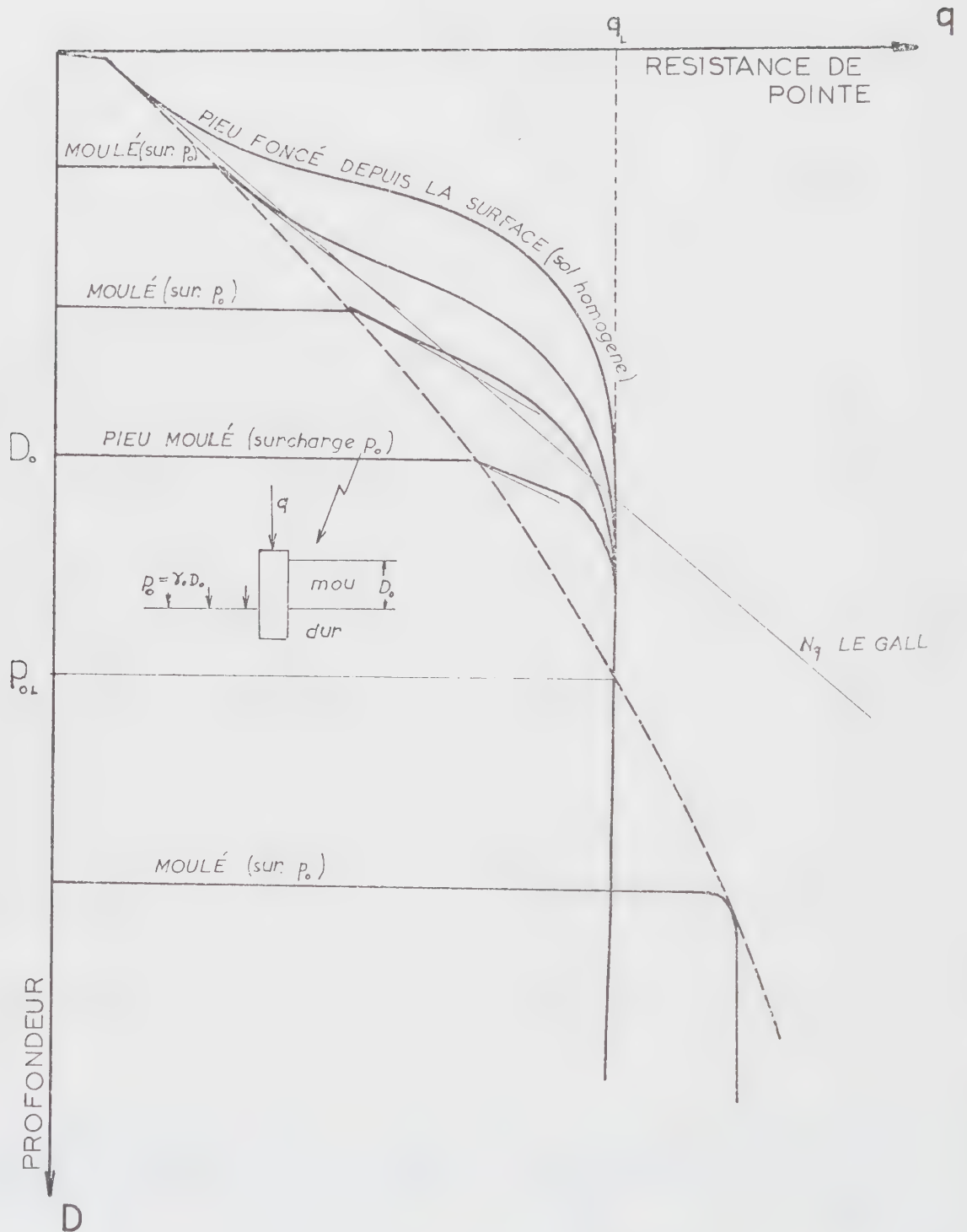


Figure 34 : Comportement de la pointe d'un pieu (d'après GRESILLON)

I.2 ETUDES EXPERIMENTALES

Les études expérimentales effectuées sur l'effort de pointe des pieux ont d'abord eu pour but de vérifier ou de proposer les formules en N_q établies à faible, moyenne ou grande profondeur. Ce sont principalement celles de MEYERHOF (44); BISHOP et YASSIN; SKEMPTON, YASSIN et GIBSON (53).

Elles ont permis l'ajustement des schémas cinématiques théoriques à deux dimensions au problème réel à trois dimensions, par l'introduction de coefficients de formes empiriques, soit constants, soit dépendant de l'angle de frottement ϕ du matériau, soit encore tenant compte du mode de mise en place du pieu (battu ou foré).

Mais, c'est seulement à partir des essais de KERISEL, ADAM et TCHENG en 1961 (34) que s'est de nouveau posé un problème fondamental au niveau de la portance du pieu : l'explication du palier de la résistance à l'enfoncement. Ces essais sont maintenant classiques et ont été maintes fois décrits.

Par ailleurs, VESIC a étudié le même phénomène en effectuant des essais différents sur pieux moulés.

Dans cette partie, nous rappellerons, vu leur importance, les résultats de KERISEL et ceux de VESIC. Nous résumons également les différentes étapes de l'expérimentation au Laboratoire avant d'exposer nos propres essais.

I.2.1. ESSAIS DE KERISEL, ADAM et TCHENG (32)

Ce sont des essais d'enfoncements de pieux-pénétrromètres de diamètres 4,5 cm, 11 cm, 21,6 cm et 32 cm dans une cuve de 6,4 mètres de diamètre et de 10 mètres de profondeur remplie de sable de Loire. Au cours de l'enfoncement, continu depuis la surface, on mesure l'effort total d'enfoncement et l'effort à la pointe. Par différence, on obtient la valeur du frottement latéral. Quelques essais ont été effectués sur des pieux moulés.

Caractéristiques du sable -

+ Le matériau a les caractéristiques suivantes :

$$- \text{coefficient de Hazen } \frac{d_{60}}{d_{10}} = 4$$

$$d_{10} = 0,3 \text{ mm}$$

$$0 \% < 0,1 \text{ mm}$$

$$\gamma_{\min} = 1,48 \text{ g/cm}^3$$

$$\gamma_{\max} = 1,78 \text{ g/cm}^3$$

+ L'angle de frottement vérifie en gros la relation

$$\text{tg } \phi = \frac{0,50}{e} \quad e \text{ indice des vides}$$

+ Pour pouvoir comparer les essais réalisés à Grenoble avec ceux de KERISEL, LE LONG (37) a réalisé des triaxiaux à fortes contraintes latérales sur un sable de Loire très voisin de celui de St-Rémy-les-Chevreuses, et a indiqué la variation de la densité critique de ce sable avec la contrainte latérale (figure 43).

Résultats -

Ils sont donnés figure 35.

En ce qui concerne l'effort de pointe, on observe :

- aux faibles enfoncements, une augmentation de la résistance plus rapide pour les pieux de faible diamètre que pour les pieux de gros diamètre.

- aux grands enfoncements, une très nette limite de l'effort, indépendante du diamètre du pieu.

Valeur de N_q -

CAQUOT et KERISEL ont utilisé ces résultats expérimentaux pour donner une valeur empirique du coefficient N_q , en traçant pour chacune des densités, la droite la plus voisine de la courbe effort de pointe-enfoncements. En exprimant N_q sous la forme $10^{\alpha \tan \phi}$, le coefficient α est donc plus fort pour les petits diamètres (3,7) que pour les gros (2,7). Les auteurs indiquent une moyenne de 3,04.

GRESILLON a comparé les valeurs de N_q expérimentales avec celles de la littérature figure 35.

On constate que les coefficients de TERZAGHI ou LE GALL représentent en gros la tangente à l'origine des courbes, ceux de CAQUOT-KERISEL, une valeur moyenne de la courbe. Ceux de MEYERHOF se situent toujours au-dessus des courbes réelles.

Valeurs des paliers -

Le tableau 8 résume les valeurs des paliers pour chaque densité de cuve.

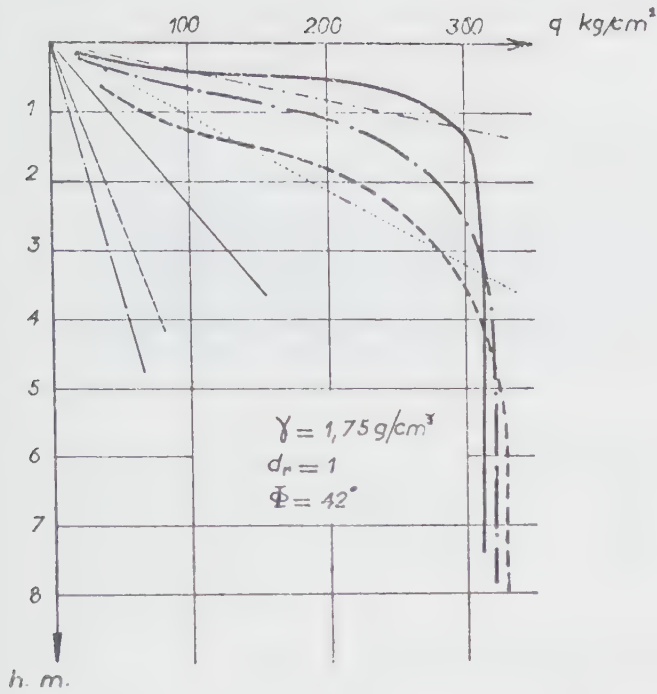
γ_d	1,58	1,69	1,73	1,75
D_r	0,4	0,8	0,94	1
ϕ	35°	38°	40°	42°
bars q_1	20	120	190	310

GRESILLON a cherché à exprimer les paliers sous la forme

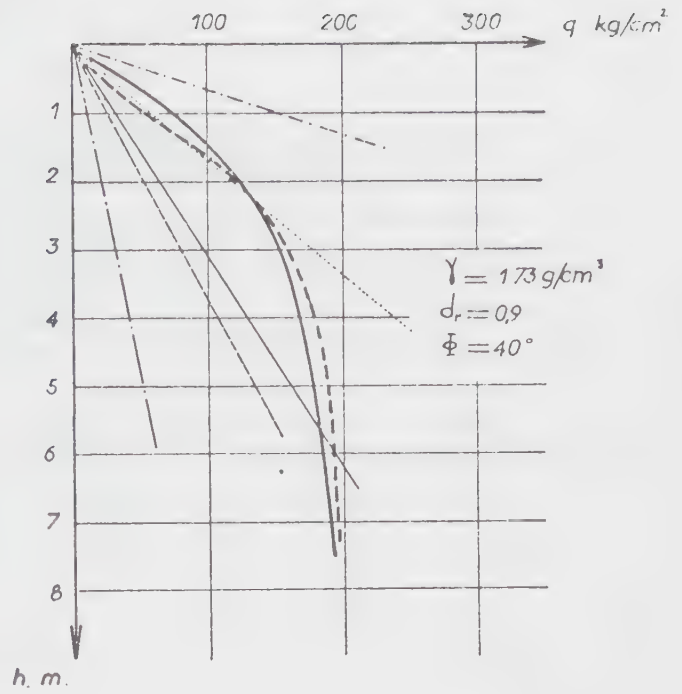
$$q_1 = \lambda \alpha(\phi) p_c$$

en utilisant le diagramme critique du sable de Loire donné par LE LONG. On constate qu'en donnant à λ la valeur 0,5, paliers calculés et paliers expérimentaux donnent une bonne concordance (figure 33).

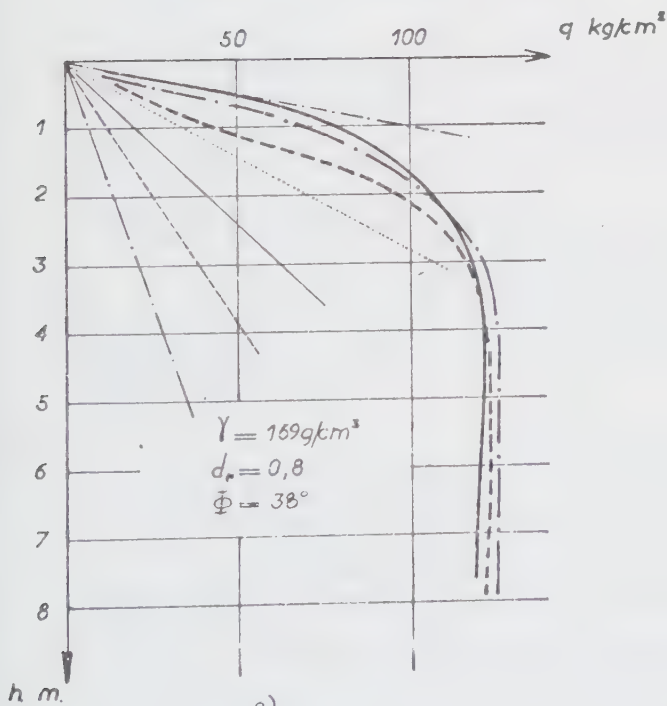
Pour les pieux moulés, les essais montrent, qu'après une phase élastique d'autant plus courte que la surcharge latérale est forte, la résistance de pointe atteint sa valeur limite qui est la même que celle des pieux foncés depuis la surface.



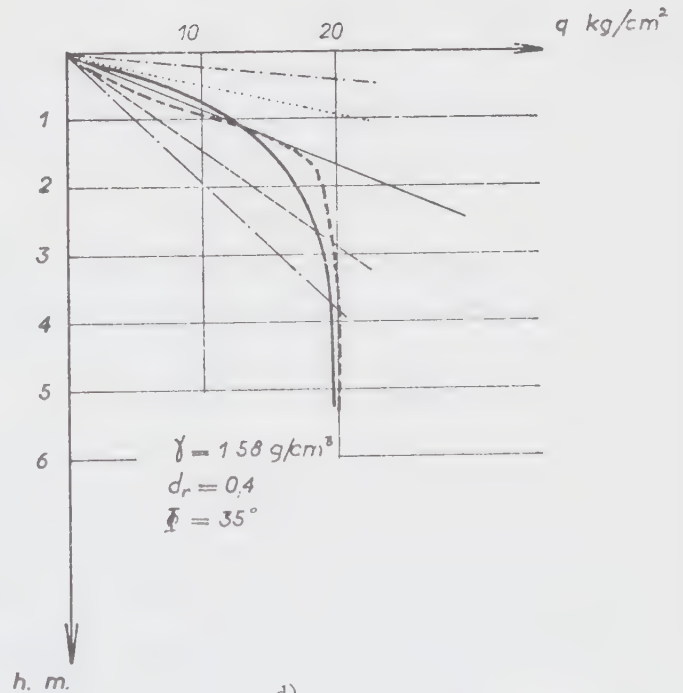
a)



b)



c)



d)

Figure 35 : ESSAIS DE KERISEL ADAM TCHENG (effort de pointe)
(d'après Greillon)

legende : ——— diamètre 45 mm
 ——— " 110 "
 - - - - - " 216 "

— — — — — droite de pente N_0 Meyerhof
 — — — — — Coquiol Kerisei
 Le Gall
 ——— Terzaghi
 ——— $e^{1,3\Phi} \lg^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Phi}{2}\right)$

1.2.2. ESSAIS DE VESIC SUR PIEUX MOULÉS

En 1963, VESIC a effectué une série d'essais sur pieux moulés dans deux cuves, l'une de 2,5 m de diamètre et de 6,7 m de profondeur, l'autre parallélépipédique, de 1,25 m de côté et 1,8 m de profondeur. Les fiches des pieux moulés varient de 1 à 4 mètres.

Caractéristiques du sable : Granulométrie uniforme

$$\gamma_{\min} = 1,27 \text{ g/cm}^3 \quad \gamma_{\max} = 1,64 \text{ g/cm}^3$$

$$t_q \phi = \frac{0,68}{e} \quad \text{pour le sable lâche} \quad (\sigma_3 < 0,7 \text{ bars})$$

$$t_q \phi = \frac{0,59}{e} \quad \text{pour } 0,7 \text{ bars} < \sigma_3 < 5,5 \text{ bars}$$

Résultats -

Pour des fondations faiblement enfoncées ($D/B < 5$), VESIC distingue, selon la profondeur relative D/B et la densité du sable, trois types de rupture :

- Pour $D_r > 0,70$, une rupture par cisaillement généralisé, répondant au schéma plastique classique dès que le tassement atteint $0,07 B$ (B diamètre de la fondation). La rupture apparaît nettement.

- Pour $0,35 < D_r < 0,70$, la rupture est moins nette sur les courbes charges tassements. On a toujours un refoulement vers la surface, mais les glissements semblent incomplets. Ceci correspond au cas de "local shear failure", rupture par cisaillement local, décrit par TERZAGHI (55). Elle apparaît pour un tassement de environ $0,08 B$.

- Pour $D_r < 0,35$, il n'y a pas de refoulement apparent en surface, mais plutôt un "poinçonnement". Le sol sous la base du pieu tasse, et la résistance de pointe augmente régulièrement jusqu'à un tassement d'environ $0,2$ diamètre, à partir duquel apparaît un changement de courbure dans la courbe effort-déformation, que VESIC prend comme caractéristique de la rupture.

Pour les fondations fortement enfoncées ($D/B > 5$) et les pieux, VESIC remarque qu'on a toujours le dernier type de rupture, par poinçonnement. Pour chaque pieu moulé, il prend comme limite de rupture, le point de changement de courbure de la courbe effort-déformation. En reportant pour les différents pieux les points obtenus en fonction de la profondeur, il obtient les courbes indiquées figure 36 pour l'effort de pointe.

VESIC observe alors qu'à partir d'une certaine profondeur, cette "limite" est la même quelle que soit la fiche du pieu. Elle ne dépend que de la densité du sable. Il en est de même pour le frottement latéral.

Interprétation -

L'interprétation pour la limite à l'effort de pointe que donne VESIC se rapproche de celle de GRESILLON. Il estime qu'à partir d'une certaine profondeur, la contrainte normale sur le plan horizontal au voisinage de la base du pieu n'est plus égale à γD , mais tend vers une valeur σ_0 constante, indépendante de la profondeur. Ceci s'explique du fait qu'il se produit alors au voisinage du pieu un "effet de voûte". Le chargement du pieu tend à comprimer le sol situé sous la base. Le sable autour du pieu a tendance à suivre le mouvement de descente vers le bas. Il s'en suit que les contraintes initialement horizontales sur la surface d'un cylindre de sol entourant le pieu sont inclinées sur la hauteur z'_0 correspondant à la zone où les contraintes normales sont égales à σ_0 (figure 36).

Avant l'apparition de la résistance de pointe limite, VESIC propose le schéma indiqué au paragraphe I.1.3.1 d page 97 ainsi qu'un coefficient N_q expérimental :

$$N_q = 3 e^{3,8 \phi} t_{q0} t_{q1} t_{q2} t_{q3}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) \quad \text{pour les pieux circulaires}$$

Remarque -

Il est difficile de comparer les "résistances limites" définies par VESIC et les paliers obtenus par KERISEL. En effet, les valeurs de VESIC correspondent en fait à une fin de phase élastique, et les enfoncements ne sont pas poursuivis assez loin pour pouvoir observer un réel palier à chaque pieu. On pourrait penser que ces valeurs limites sont en fait des valeurs

$\gamma^D N_q(\phi)$, avec le N_q de surface, mais un angle ϕ fonction de la contrainte moyenne. En effet, les essais de LE LONG (37) ont bien montré la décroissance de ϕ avec la contrainte latérale au triaxial : la courbe intrinsèque du sable s'incurve aux fortes contraintes. Le terme $N_q(\phi)$ décroît donc avec la profondeur et à la limite, on pourrait avoir un palier lorsque

$$\gamma^{D'} N_q(\phi') = \gamma^D N_q(\phi)$$

GRESILLON montre d'ailleurs que la pente de la phase plastique qui suit immédiatement la "limite" de VESIC est encore très forte, plus forte que celle du pieu foncé depuis la surface lorsqu'il atteint la même profondeur.

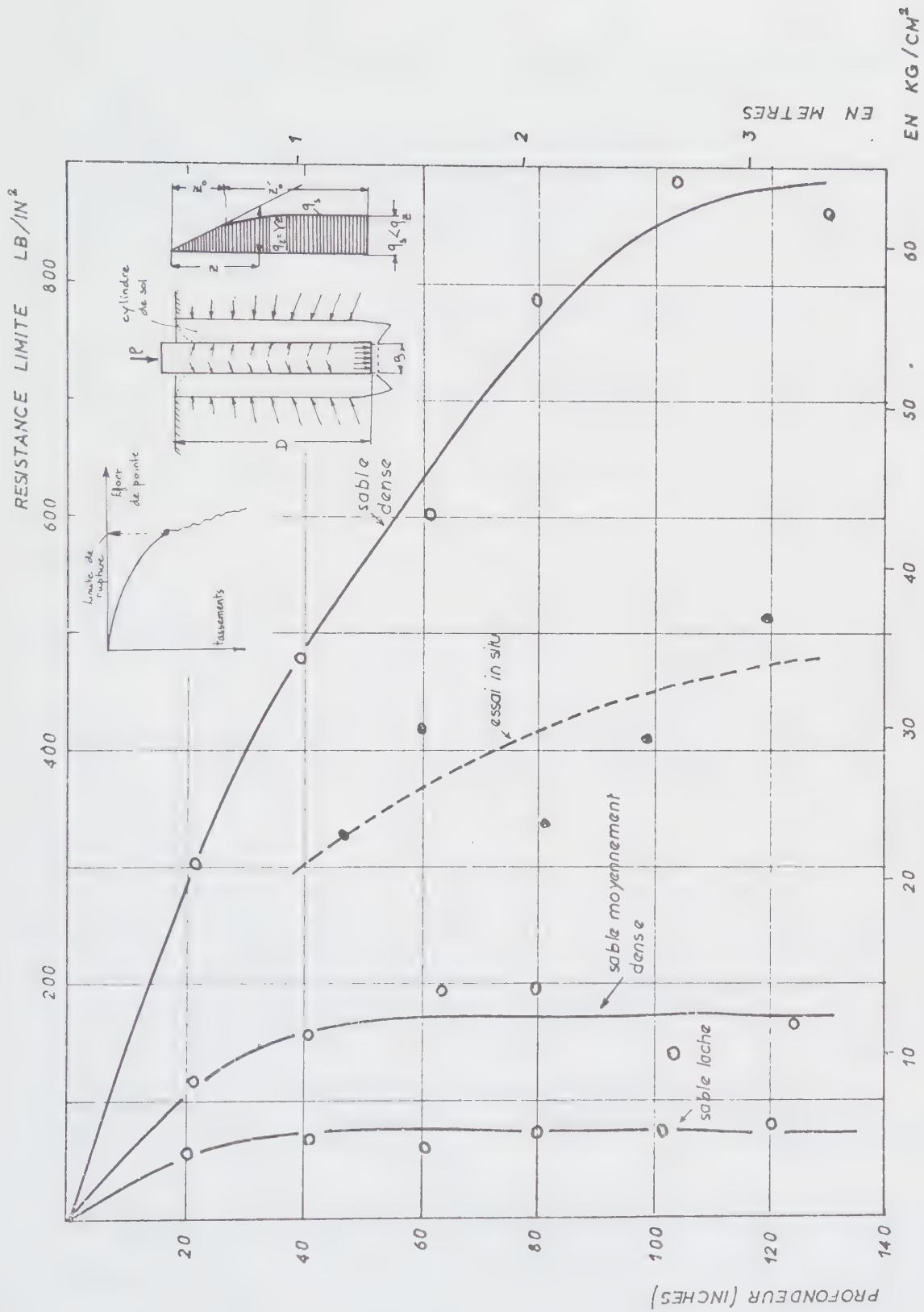


FIG. 36
EVOLUTION DE LA RESISTANCE LIMITE AVEC LA PROFONDEUR - VESIC (GRANDE CUVE)

I.2.3. ESSAIS REALISES AU LABORATOIRE

Les mécanismes de comportement des fondations profondes ont été étudiés au Laboratoire d'abord en milieu bidimensionnel incompressible par BIAREZ et BUREL (6), puis en milieu tridimensionnel incompressible et compressible par REY (49), DESSAINT (22) et GRESILLON.

1) Essais à deux dimensions (BIAREZ 1962, BUREL 1960)

Le modèle bidimensionnel est un empilement de 1 m x 2 m de rouleaux métalliques de 6 cm de long (modèle de SCHNEEBELI), pratiquement incompressibles.

Les rouleaux ont les caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned}\phi &= 26^\circ \\ \gamma_d &= 2,2 \text{ g/cm}^3\end{aligned}$$

Les essais ont consisté à mesurer l'effort à la pointe de la fondation à deux dimensions au cours de l'enfoncement :

- dans des rouleaux à surface libre (figure 38)
- dans des rouleaux surchargés de masses métalliques équivalentes à une surcharge de matériau (figure 39).

Résultats

a) Dans les rouleaux à surface libre, l'augmentation de la charge en pointe avec l'enfoncement a une allure parabolique (~~concavité~~ vers le haut). Les photos du modèle au cours de l'essai ont servi à mettre en évidence le coin sous la base et les lignes de glissement remontant jusqu'à la surface. L'allure parabolique est justifiée par le calcul en remontée de cylindre.

b) Dans les rouleaux surchargés, on observe au contraire une augmentation toujours linéaire de la charge avec l'enfoncement.

Ceci s'explique par le fait que, si les masses métalliques peuvent simuler une surcharge de sol au point de vue poids, elles ne peuvent pas le faire au point de vue déformations, si bien que les lignes de glissement s'arrêtent toujours au niveau de la ligne d'application de la charge et ne remontent pas jusqu'à la surface fictive du sol. On est donc toujours ramené à un schéma de fondation superficielle.

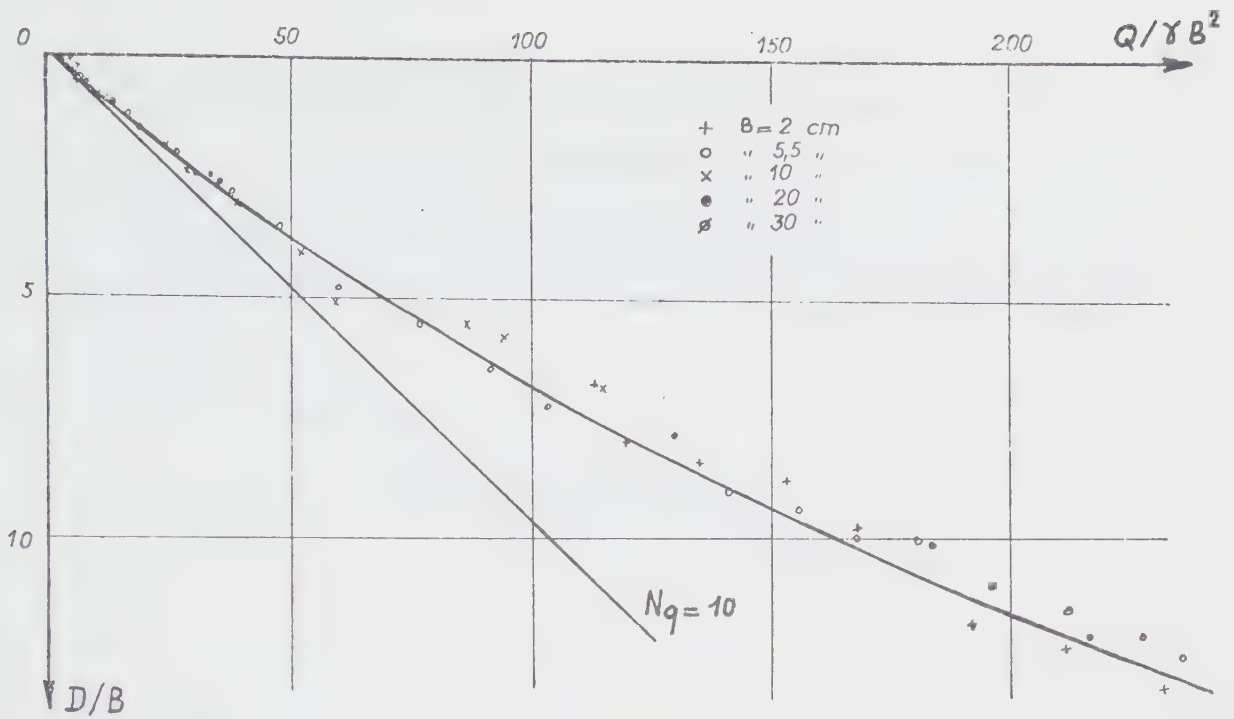


Figure 37 : Rouleaux à surface libre (BIAREZ BUREL).

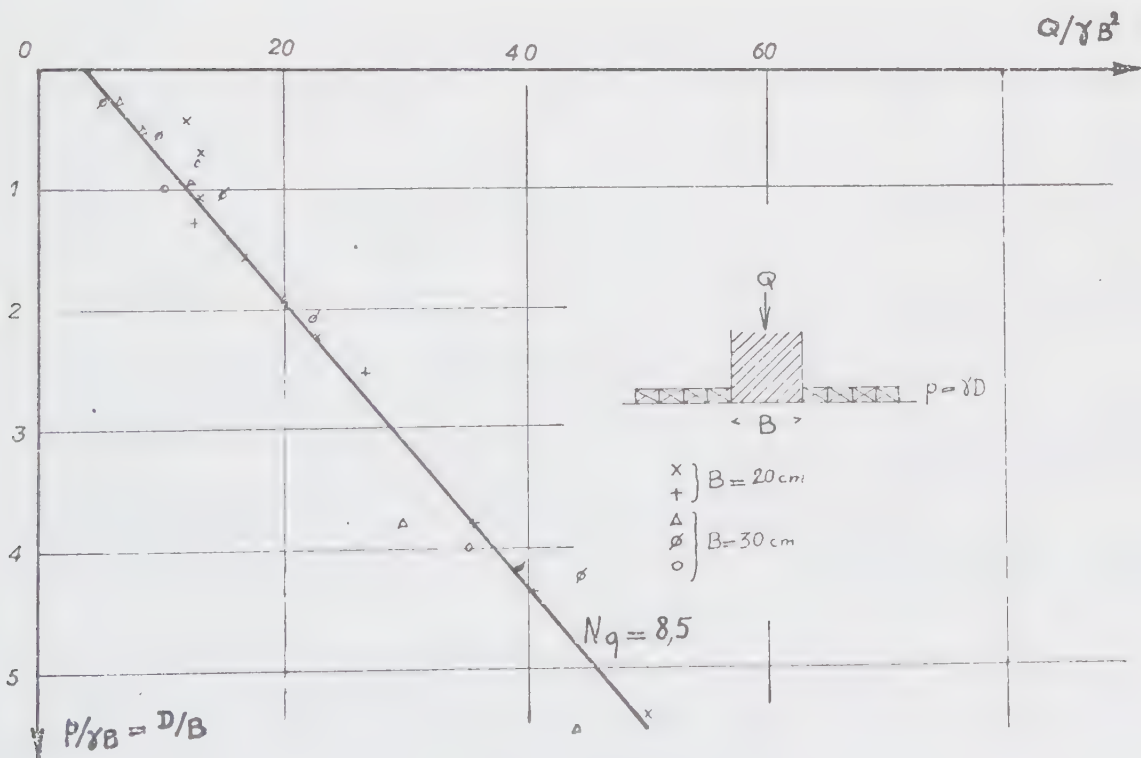


Figure 38 : Rouleaux surchargés (BIAREZ BUREL).

La pente de la droite, qui correspond au coefficient N_q à faible profondeur, a une valeur expérimentale de 10.

Cette valeur, pratiquement égale à celle de la tangente à l'origine obtenue pour les rouleaux non surchargés (8,5), correspond également à la valeur du calcul plastique à deux dimensions :

$$e^{\pi \tan \phi} \tan^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) = 12 \quad \text{pour } \phi = 26^\circ$$

Les essais à deux dimensions permettent donc de confirmer le schéma de calcul de N_q pour les fondations superficielles, puis la remontée d'un cylindre pour un milieu incompressible.

2) Essais de REY (1966) dans les billes de verre

REY (49) a enfoncé des fondations circulaires de diamètres 5 à 15 cm, à faible profondeur ($D/B = 1$) dans des billes de verre qui ont les caractéristiques suivantes :

Diamètre des billes uniforme : 0,1 mm

Angle de frottement : $\phi = 25^\circ$ pour $\gamma_d = 1,85$

Résultats

Les courbes charge en pointe-enfoncements obtenues par REY sont linéaires. Leur pente fournit un coefficient N_q variant entre 17 et 26, avec une moyenne de 20.

Ceci correspond au calcul axisymétrique de LE GALL qui indique $N_q = 19$ pour $\phi = 25^\circ$. Nous verrons plus loin que ceci correspond également aux résultats de nos propres essais.

REY a donc vérifié pour une valeur de ϕ en milieu tridimensionnel le calcul de LE GALL.

3) Essais dans le sable à trois dimensions, forts enfoncements (GRESILLON 1970)

GRESILLON a étudié dans un milieu tridimensionnel, l'enfoncement complet à faible, moyenne et grande profondeur, de petits pieux (diamètre 1,6 cm, 2 cm et 3,3 cm). La cuve utilisée a 40 cm de diamètre et 1 m de profondeur. Le dispositif utilisé permet la lecture séparée de l'effort de pointe et du frottement latéral.

a) Caractéristiques du sable :

- Caractéristiques physiques :

Granulométrie uniforme $d_{60}/d_{10} = 1,6$

$d_{50} = 0,9 \text{ mm}$

$\gamma_{\min} = 1,48 \text{ g/cm}^3$

$\gamma_{\max} = 1,71 \text{ g/cm}^3$

- Caractéristiques mécaniques :

Elles ont été étudiées par LE LONG (37) et GRESILLON jusqu'à de très fortes contraintes (150 bars) et en grandes déformations par des triaxiaux avec antifretage. La courbe intrinsèque ainsi obtenue n'est pas linéaire. Pour de fortes contraintes, on a une diminution de l'angle de frottement du sable : LE LONG montre que ϕ passe de 40° à 27° lorsque σ_3 , pression latérale au triaxial, augmente de ϕ à 150 bars.

Le "diagramme critique" du sable, courbe donnant la densité critique en fonction de la contrainte latérale au triaxial, a été porté figure 32.

Pour des contraintes moyennes faibles, GRESILLON prend comme angle de frottement les valeurs suivantes (tableau 9) :

γ _d	1,56	1,59	1,62	1,66	1,68
φ	32°	34°	36°	38°	40°
D _r	0,4	0,5	0,65	0,8	0,9

b) Essais réalisés et résultats :

5 densités de remplissage (par hauteur de chute constante) ont été utilisées pour chacun des trois diamètres de pieux.

Les résultats obtenus pour l'effort de pointe ont été regroupés figure 39. Les observations sont les suivantes :

- aux faibles et moyennes profondeurs, on remarque une non-linéarité des courbes qui se situent au-dessus de la tangente à l'origine.
- aux grandes profondeurs, à partir d'environ 50 cm, on observe un palier sur 25 à 30 cm. Ensuite, l'influence du fond de la cuve se fait sentir.

Le palier n'est pas tout à fait le même pour une densité donnée et pour les trois pieux. Pour les fortes densités et pour le plus gros diamètre, on n'observe d'ailleurs pas de palier. Ces deux faits sont vraisemblablement dûs à l'influence de la dimension de la cuve.

c) Interprétation :

GRESILLON interprète ses essais à partir des schémas proposés à moyenne et grande profondeur, exposés paragraphes I.122 b) et I.1.3.3. (pages 81 et 90).

- à faible profondeur, la tangente à l'origine des courbes fournit un coefficient N_q compris entre celui de TERZAGHI et celui de LE GALL (calcul du "coin minimum" en axisymétrie).

- à moyenne profondeur, la non-linéarité s'explique par la remontée de cylindre. Nous avons comparé les courbes expérimentales avec les courbes théoriques calculées à partir de la formule (5) :

$$q = \gamma D N_q \left(1 + \frac{\sin \phi \cos \phi}{l} D \right)$$

en portant figure 40 les valeurs de $\frac{q}{\gamma^B N_q}$ en fonction de $\frac{D}{B}$

et en prenant pour N_q la valeur de LE GALL, et pour l la dimension du cylindre statique à deux dimensions.

- aux grandes profondeurs, les paliers expérimentaux sont mis sous la forme :

$$q_1 = \lambda \alpha(\Phi) p_c \quad (16)$$

En utilisant le diagramme critique de la figure 32 et la courbe théorique $\alpha(\Phi)$ de la figure 33, GRESILLON constate qu'en prenant $\lambda = 0,1$, on a une bonne concordance entre paliers théoriques et expérimentaux. Ce coefficient λ rend compte du problème tridimensionnel par rapport au calcul à deux dimensions de $\alpha(\Phi)$, ainsi que de l'influence de la dimension de la cuve sur la valeur des paliers.

Le tableau 10 indique la valeur des moyennes des paliers pour les trois diamètres et pour chaque densité, ainsi que les valeurs calculées avec $\lambda = 0,1$.

Tableau 10

γ_a	1,56	1,59	1,62	1,66	1,68
Φ	32°	34°	36°	38°	40°
$q_{1 \text{ exp}}$	2,2	5	15	25,5	42
p_c	2,5	4,5	7	15	-
$\alpha(\Phi)$	10	13	16	20	-
q_1	2,5	5,8	11	30	-
calculé					

4) Essais dans du sable avec surcharge - DESSAINT (1966) GRESILLON (1970)

Dans le but d'étudier la force portante des pieux traversant une couche de propriétés mécaniques négligeables et allant s'ancrer dans une couche de sable homogène, DESSAINT (22) a effectué des essais à trois dimensions dans une cuve de sable de 40 cm de diamètre et 60 cm de profondeur, surchargé par une pression d'air créée par une membrane de caoutchouc gonflable. Pour éliminer le frottement dû aux parois de la cuve, DESSAINT disposait également une membrane au fond de celle-ci.

Les surcharges imposées par DESSAINT étaient fortes, de 1 à 7 bars.

GRESILLON a effectué le même type d'essais en étudiant l'influence des faibles surcharges (0,1 à 0,7 bars).

Résultats :

La figure 41 regroupe les résultats obtenus pour un petit pieu de 2 cm de diamètre. Le point de départ de chaque courbe a été pris à la profondeur de sol équivalente à la surcharge. On a tracé également la courbe enveloppe pour chaque densité.

Les essais de DESSAINT montrent que lorsque les surcharges p_o sont fortes, on atteint immédiatement après la phase élastique, une valeur constante pour l'effort de pointe. Cette limite augmente avec la surcharge. La courbe enveloppe des courbes à différentes profondeurs s'incurve progressivement vers le bas.

Interprétation :

La surcharge p_o est supérieure à la valeur p_{o1} pour laquelle on a

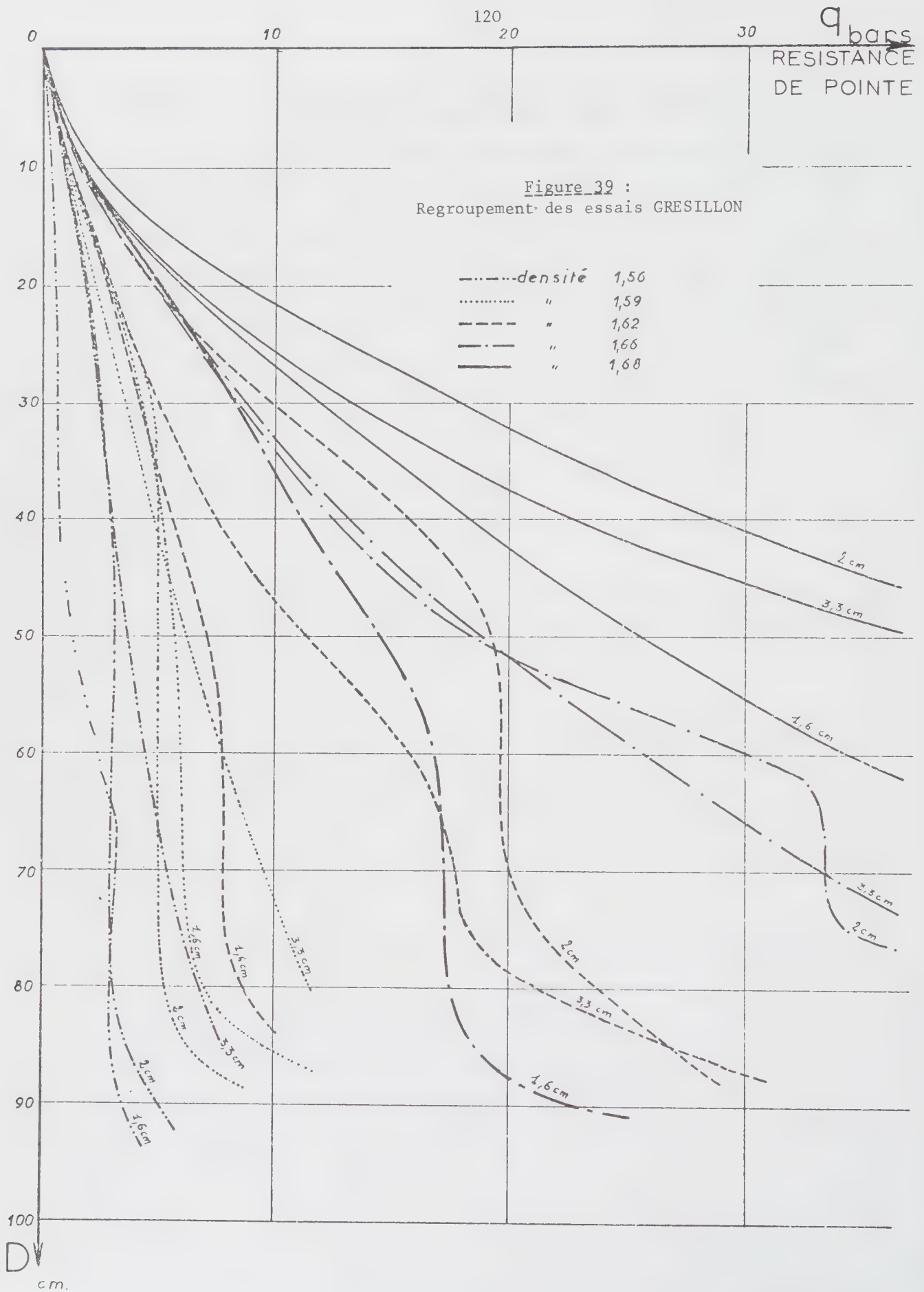
$$p_{o1} N_q = q_1$$

A partir de ce moment, la compressibilité du matériau intervient directement et la force portante reste égale à sa valeur maximum :

$$q = p_o N_q$$

La courbe enveloppe des paliers présente une courbure vers le bas, du fait de la décroissance de Φ avec la contrainte : Φ décroît, donc $N_q(\Phi)$ décroît.

GRESILLON a vérifié en effectuant des essais à faible surcharge que pour $p_o < p_{o1}$, la fin de la phase élastique est suivie d'une phase plastique en milieu surchargé jusqu'à ce qu'on ait atteint la valeur du palier de l'essai foncé depuis la surface. La courbe enveloppe de DESSAINT ne passerait donc pas par l'origine, mais commencerait seulement à partir de q_1 (figure 42).



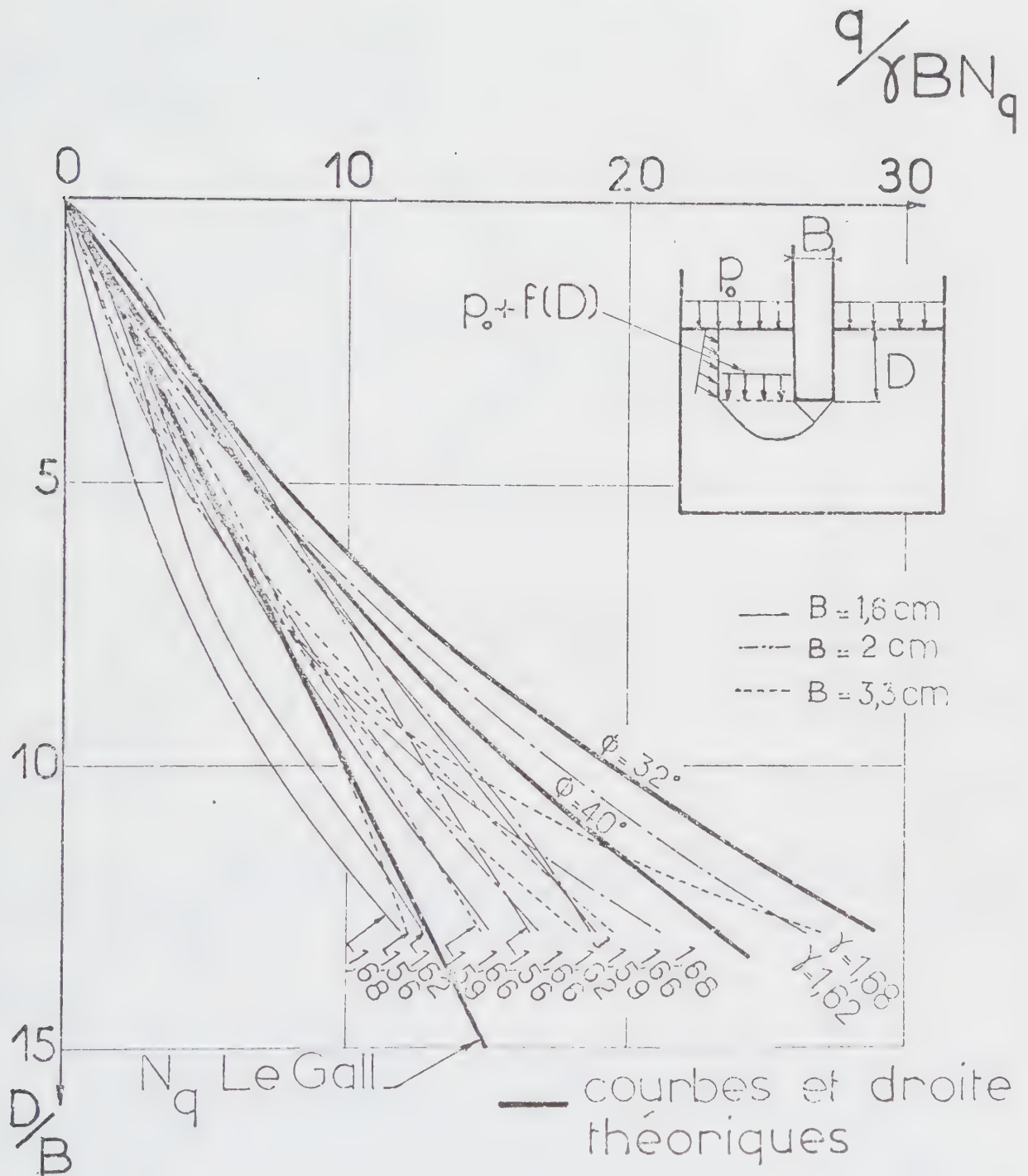


Figure 40 : Comparaison des essais GRESILLON avec le calcul de remontée du cylindre.

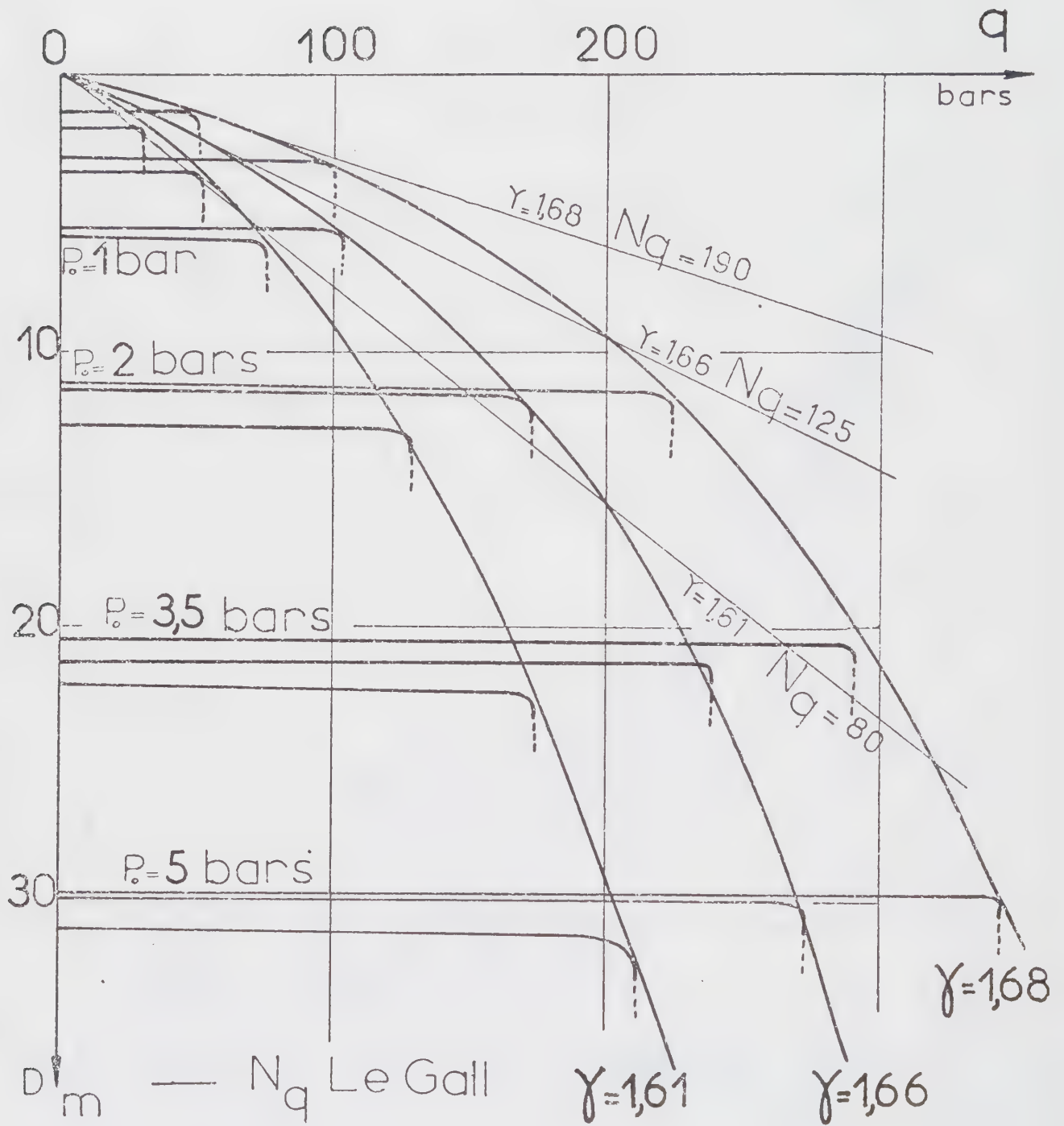


Figure 41 : Essais DESSAINT dans du sable surchargé.

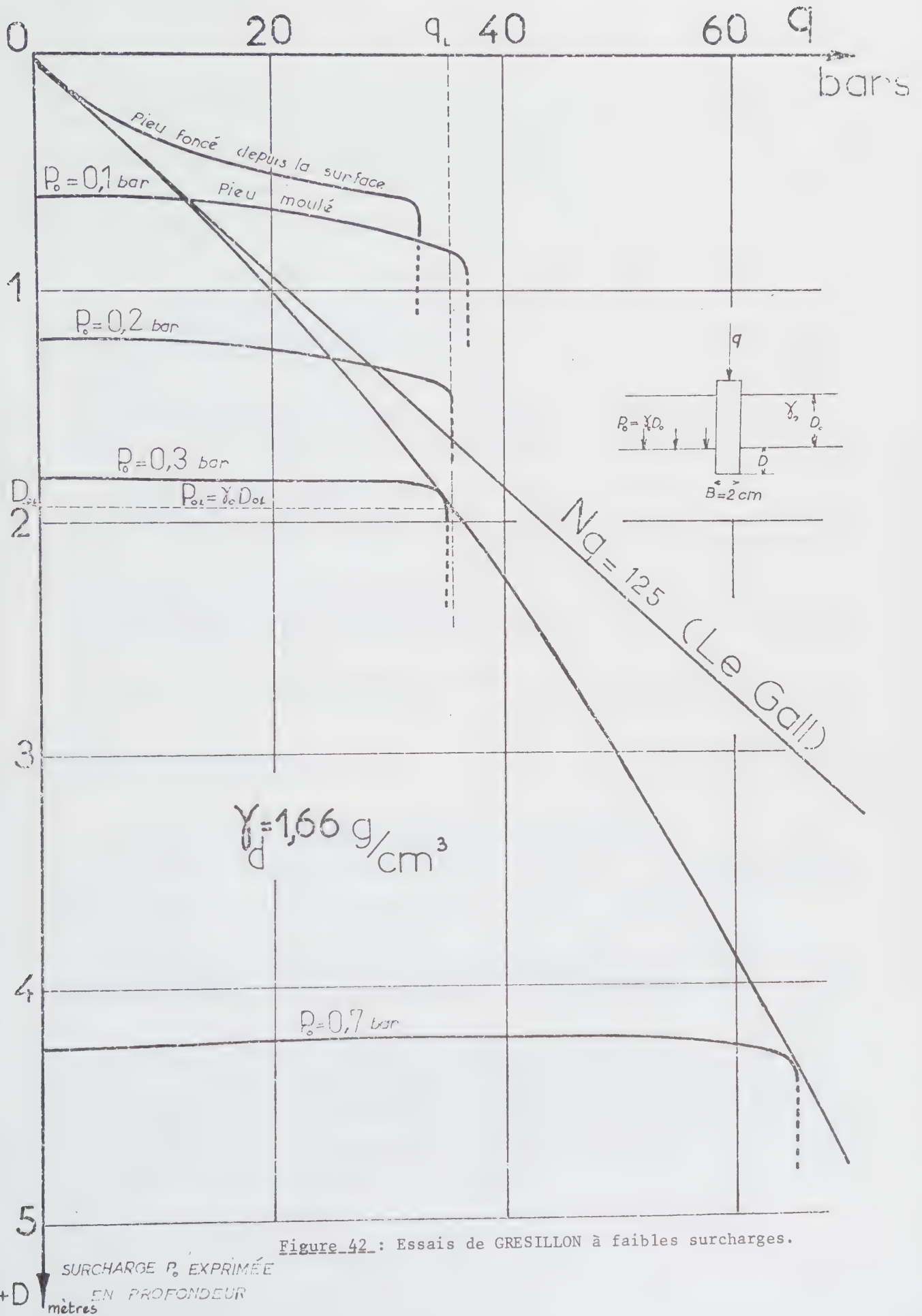


Figure 42 : Essais de GRESILLON à faibles surcharges.

SURCHARGE P_0 EXPRIMÉE

EN PROFONDEUR

mètres

I.2.4. NOS ESSAIS

Les expériences en milieu pulvérulent à trois dimensions que nous avons nous-mêmes réalisées au Laboratoire ont eu pour but de confirmer l'explication théorique du comportement du pieu par l'allure qualitative de la courbe charge-enfoncements, et de vérifier expérimentalement les valeurs données par les schémas de calcul. D'autre part, les essais de GRESILLON ayant montré des différences avec ceux de KERISEL (rapport de 1 à 5 pour les paliers), il s'agissait de situer l'effet d'échelle introduit par les dimensions de la cuve d'essais.

Enfin, cette série d'expériences devait nous permettre de bien situer la méthode de calcul pratique que nous proposons.

Pour étudier la première partie de la courbe, nous avons effectué des essais à faible profondeur dans une petite cuve, le but étant de déterminer un coefficient N_q expérimental.

Pour l'étude de la remontée du cylindre et du palier, nous avons effectué des essais à grande profondeur dans une cuve de grande dimension.

Parallèlement, nous avons déterminé les caractéristiques mécaniques du matériau utilisé.

1) MATERIAU UTILISE

a) Sable

Le sable dit "du Laboratoire" est un sable provenant de la carrière d'HOSTUN. Ses grains sont anguleux. La granulométrie est étroite

$$d_{60}/d_{10} = 1,6 \quad d_{10} = 0,6 \text{ mm} \quad 0\% < 0,1 \text{ mm}$$

Les poids volumiques minimum et maximum sont respectivement $\gamma_{\min} = 1,48$ $\gamma_{\max} = 1,72$

Nos essais en grande cuve nécessitant une forte quantité de sable (3,6 m³), nous avons dû effectuer un apport de sable "neuf" par rapport à celui déjà utilisé par LE LONG, DESSAINT et GRESILLON. Ce dernier ayant été manipulé à de nombreuses reprises a dû voir ses propriétés mécaniques modifiées (arrondissement des grains), car le nouveau sable, s'il a les mêmes caractéris-

tiques granulométriques, a par contre, des caractéristiques mécaniques différentes, du moins aux faibles contraintes, ce qui nous a obligé à en refaire l'étude complète.

Caractéristiques mécaniques du sable

L'angle de frottement du sable a été déterminé pour différentes densités à l'aide d'essais de cisaillement direct à la boîte de section circulaire, et également à l'aide d'essais triaxiaux. Comme nous pensons qu'aux fortes contraintes, les différences entre sable ancien et sable neuf deviennent négligeables, nous nous sommes contentés de faire cette détermination pour des contraintes moyennes faibles. Dans ce domaine, nous n'avons d'ailleurs pas observé de diminution de l'angle de frottement avec la contrainte moyenne.

Les courbes de cisaillement sont représentées en annexe, figures A1 à A5.

La courbe donnant l'angle de frottement en fonction de la densité du sable est donnée figure 43 pour les pics et les paliers de la courbe effort-déformation. Si on effectue pour chaque densité le produit $e \tan \phi$, on constate qu'il oscille autour de la valeur 0,50.

Nous avons reporté figure 43, les valeurs de ϕ obtenues par GRESILLON. L'écart avec les nôtres diminue à mesure que la densité augmente.

Diagramme critique du sable :

Pour pouvoir exploiter les résultats de nos essais à grande profondeur, nous avons besoin de déterminer la densité critique du sable correspondant à chaque contrainte latérale. Des essais triaxiaux à déformation homogène avec système anti-fretage analogue à celui employé par GRESILLON (plaques de caoutchouc entre lesquelles on intercale une couche de graisse graphitée) et mesure de variation de volume, ont donc été réalisés par le Laboratoire. D'autres essais avec système anti-fretage différent ont été effectués par AL ISSA.

Les figures A7 à A11 indiquent les courbes effort-déformation pour ces essais triaxiaux et les variations de densité au cours du cisaillement.

La variation de la densité critique peut être représentée en fonction de la contrainte principale majeure, de la contrainte principale mineure ou de la contrainte moyenne (isotrope). Dans un but pratique, nous l'avons exprimée en fonction de la contrainte principale mineure (σ_3). Nous avons regroupé les résultats donnés par le Laboratoire, GRESILLON et AL ISSA, figure 44.

b) Billes de verre

Pour nos essais à faible enfoncement, afin de couvrir la plus grande plage possible pour les angles de frottement, nous avons également utilisé les billes de verre calibrées à 0,1 mm, à l'état lâche et à l'état compact.

Nous avons donc effectué des essais de cisaillement direct dans ces deux cas. Les résultats sont portés figure A6 en annexe.

Les valeurs obtenues pour ϕ sont :

$$\phi = 23^\circ \quad \text{à l'état compacté}$$

$$\phi = 21^\circ \quad \text{à l'état non compacté.}$$

Elles sont plus faibles que celles données par NHIEM qui trouve 25° quelle que soit la compacité des billes.

2) ESSAIS A FAIBLE PROFONDEUR

a) Dispositif expérimental

Nous avons utilisé une cuve à sable de 40 cm de diamètre et de profondeur 35 cm. Cette cuve a été montée sur le plateau d'une presse.

Les pieux d'essais ont 2, 3,3_{cm} et 4,5_{cm} de diamètre. Ils sont liés de façon rigide au bâti de la presse. L'enfoncement est réalisé par le mouvement du plateau de la presse vers le haut, le pieu restant fixe. Ce montage offre l'avantage d'avoir un enfoncement très régulier à vitesse constante. Le cas échéant, on peut même étudier de façon très pratique, l'influence de la vitesse d'enfoncement. D'autre part, on peut sans difficulté faire à la fois l'essai d'enfoncement et d'arrachement (cycles).

Le système de mesure permet la séparation de l'effort de pointe et du frottement latéral (photo 1). Une tige centrale transmet l'effort de pointe à un anneau dynamométrique lié à la vis centrale de la presse. Le tube extérieur est lié à deux petits anneaux dynamométriques (20 kg) latéraux liés au bâti.

La presse ayant une course de 10 cm seulement, les enfoncements de pieu sont donc limités par cette valeur.

La mise en place du sable a été effectuée par déversement d'une hauteur constante. Les densités obtenues ainsi varient de 1,51 à 1,69.

Les billes de verre ont été soit simplement déversées, soit compactées par vibration. L'expérience nous a en effet montré que la densité des billes reste égale à 1,77 - 1,78 lorsqu'on les déverse sans précautions dans la cuve. La hauteur de chute n'a d'ailleurs pratiquement aucune influence. Ceci est dû au fait que les grains sont calibrés et que le mode d'arrangements qu'ils peuvent prendre est limité.

Pour obtenir un état compact dans les billes, il a fallu densifier le milieu par des vibrations produites à l'aide de chocs (coups de marteau) sur la cuve. La densité a alors atteint des valeurs entre 1,87 et 1,89.

b) Résultats (figures 45 à 50)

Pour le sable, nous avons regroupé les courbes effort de pointe-déformations pour différentes densités et $B = 3,3$ cm sur la figure 45. On voit que la progression de la résistance de pointe est pratiquement linéaire pour les faibles profondeurs considérées. Toutefois, en fin d'enfoncement, on commence à distinguer l'augmentation due à la remontée du cylindre.

Pour les billes de verre, la figure 48 donne les courbes en milieu simplement déversé. Les courbes obtenues pour le milieu compacté ont été portées figure 49.

SABLE d'HOSTUN.

Relation $\gamma_d(\phi)$ -

Boite de cisaillement circulaire.

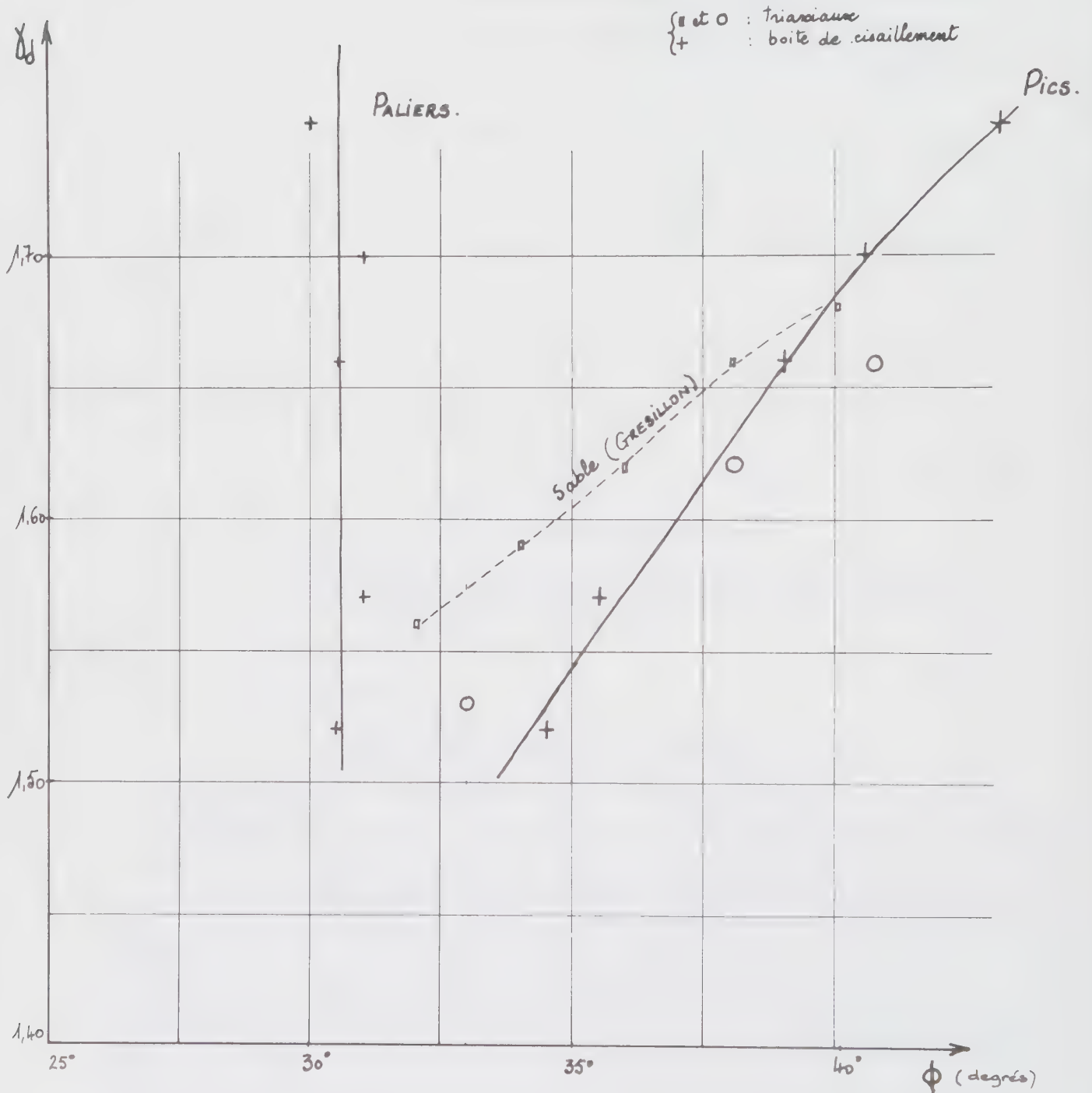


Figure 43

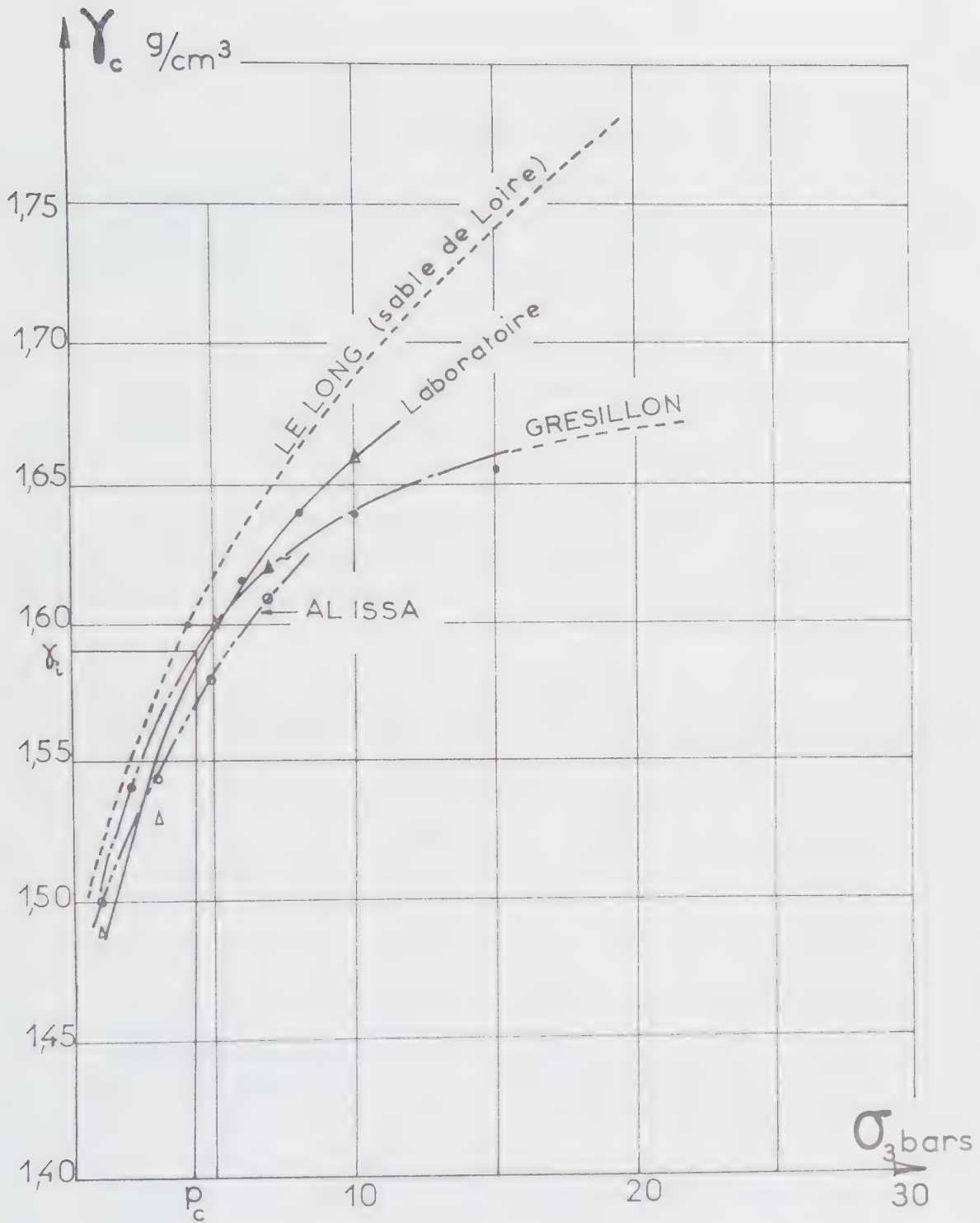


Figure 44

Diagrammes critiques de deux sables

- | | |
|------------------|-------------------|
| (Sable de Loire | ----- |
| (Sable d'Hostun | (——— Laboratoire |
| ((Laboratoire) | (- - - GRESILLON |
| | (——— AL ISSA |

c) Interprétation

- Courbe $N_q(\Phi)$ expérimentale

Le tracé de la tangente à l'origine de chaque courbe donne le terme $\gamma_D N_q$ de la formule générale, d'où l'on déduit la valeur expérimentale du N_q correspondant à la densité de l'essai. En se reportant au diagramme $\Phi(\gamma_d)$ (figure 43), on a pu tracer la courbe $N_q(\Phi)$ expérimentale (figure 50).

Nos points expérimentaux se situent très près des valeurs de LE GALL, mais légèrement en-dessous. Aux faibles densités, on se rapproche des valeurs de TERZAGHI. Dans tous les cas, on se situe bien en-dessous des valeurs données figure 31 pour les grandes profondeurs.

Les figures 46 et 47 représentent la comparaison des courbes obtenues dans le sable pour $\gamma_d = 1,63$; $B = 2_{cm}$ et $\gamma_d = 1,51$; $B = 3,3$ cm et 4,5 cm avec les droites théoriques de TERZAGHI, LE GALL, CAQUOT. La tangente à l'origine se trouve toujours entre TERZAGHI et LE GALL, jamais au-dessus.

Pour les billes de verre simplement déversées (figure 48), on observe un bon regroupement de nos essais autour de la droite LE GALL. En milieu compacté par contre (figure 49), les courbes s'éloignent plus rapidement de leur tangente à l'origine. Ceci est vraisemblablement dû au fait qu'à forte densité, la contrainte moyenne demeurant relativement faible, l'incompressibilité du milieu est plus sensible, et la remontée du cylindre se fait sentir plus vite. Par ailleurs, la valeur moyenne du N_q expérimental semble la même, de l'ordre de 19-20 dans les deux cas. Cette valeur correspond à celle trouvée par REY pour ses enfoncements de plaque, et pour un angle de frottement des billes de 25° . Il semblerait donc que nos essais à la boîte de cisaillement donnent un résultat trop faible en ce qui concerne les billes et que d'autre part, le compactage modifie nettement la position des courbes par rapport à leur tangente à l'origine, comme le montrent les figures 48 et 49.

Sur la courbe $N_q(\Phi)$ expérimentale, nous avons adopté la valeur moyenne de 19-20, et pour $\Phi = 25^\circ$.

Nous avons également reporté toutes nos valeurs de N_q sur la figure 31.

- Courbe $N_Y(\Phi)$ expérimentale :

Si la tangente à l'origine de nos courbes fournit un N_q , l'ordonnée à l'origine nous donne le terme $\lambda_Y \frac{1}{2} \gamma \delta N_Y$ de la formule de force portante des fondations superficielles, généralement négligeable pour les pieux dès qu'on atteint un certain enfoncement. λ_Y représente le coefficient de forme de la fondation par rapport au calcul à deux dimensions. TERZAGHI indique pour une fondation circulaire $\lambda_Y = 0,6$.

Nous indiquons figure 51, les valeurs expérimentales obtenues en prenant directement l'ordonnée à l'origine, c'est-à-dire en faisant

$$\lambda_Y = 1.$$

Nous les comparons aux valeurs données par LE GALL en axisymétrie, et par TERZAGHI avec $\lambda_Y = 0,6$. On voit que nos valeurs sont très proches de celles de LE GALL.

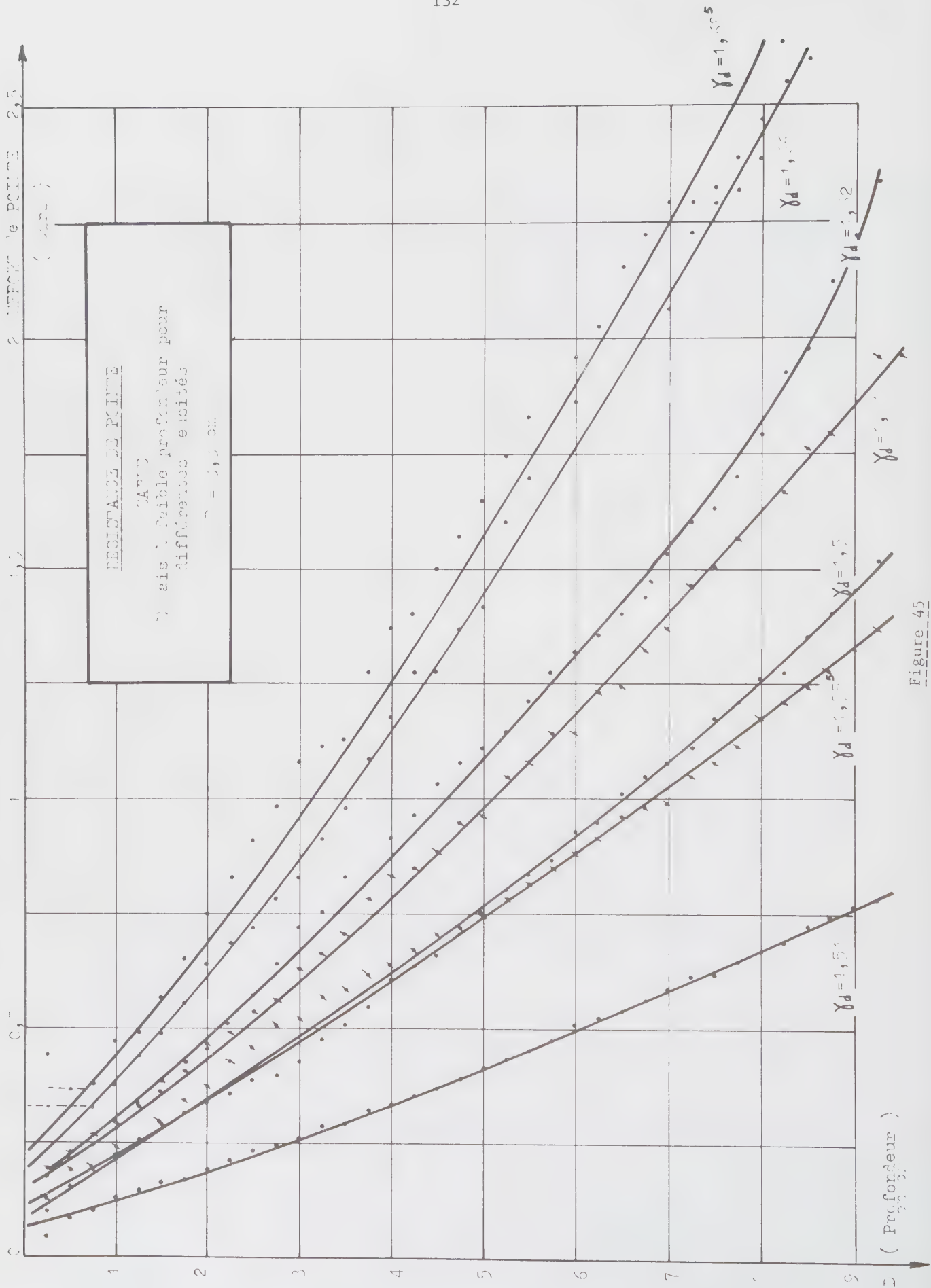


Figure 45

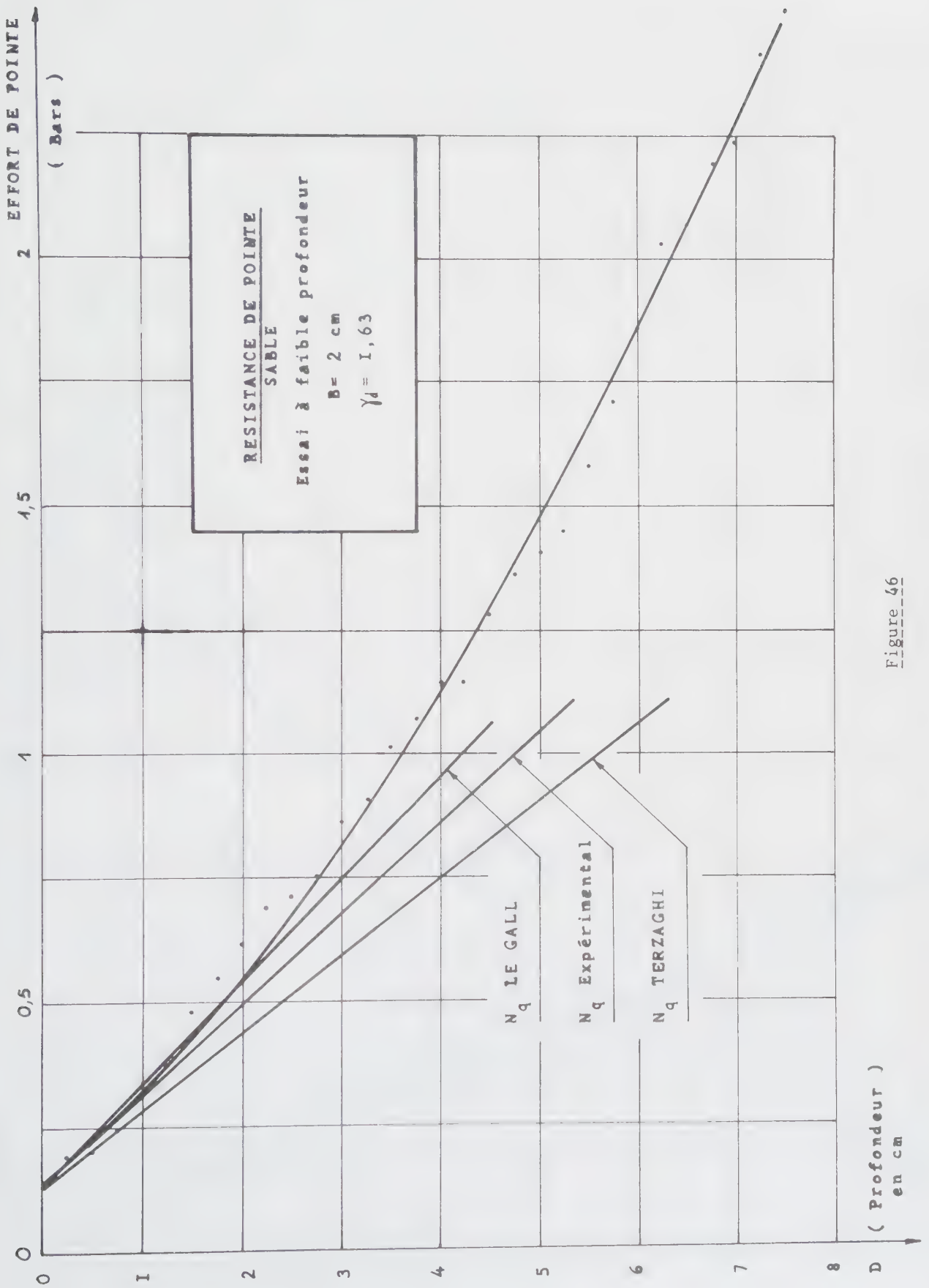


Figure 46

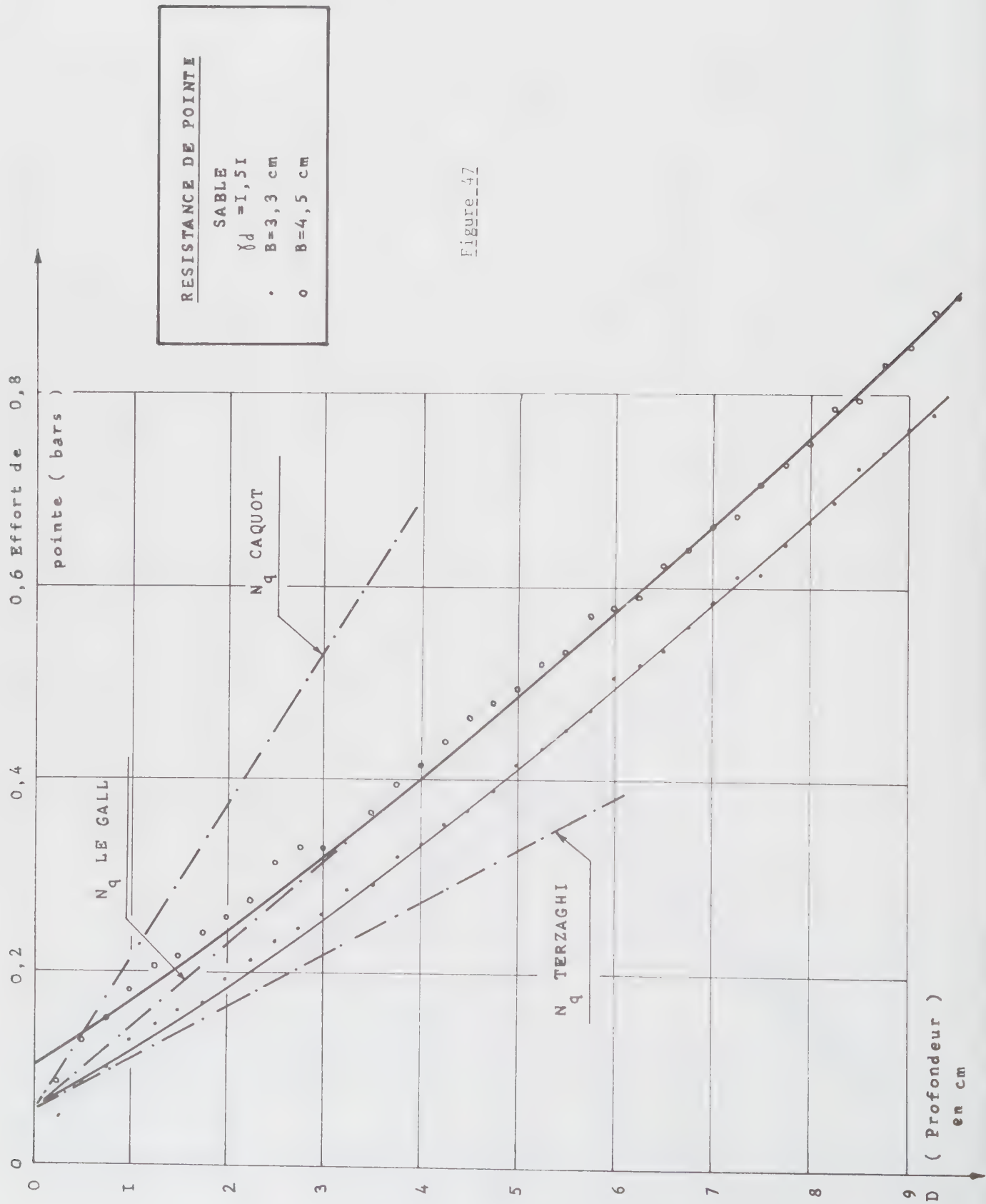


Figure 47

RESISTANCE DE POINTE
 BILLES DE VERRE simplement déversées
 $\gamma_d = 1,77$
 Essai à faible profondeur

$\gamma_d = 1,79$
 $V = 3,2 \text{ cm/min}$
 — $B = 2 \text{ cm}$
 --- $B = 3,3 \text{ cm}$
 - - - $B = 4,5 \text{ cm}$

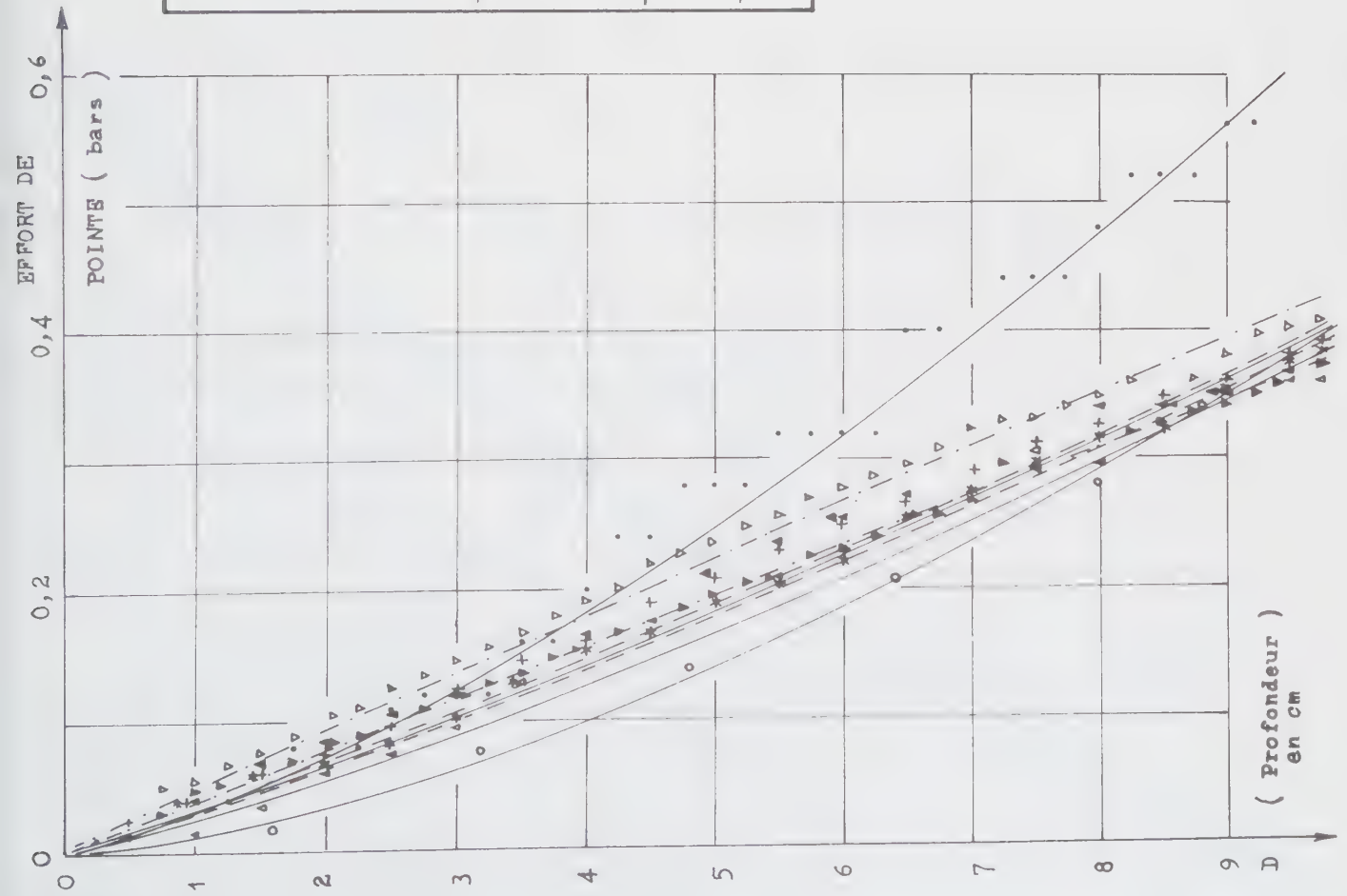


Figure 48

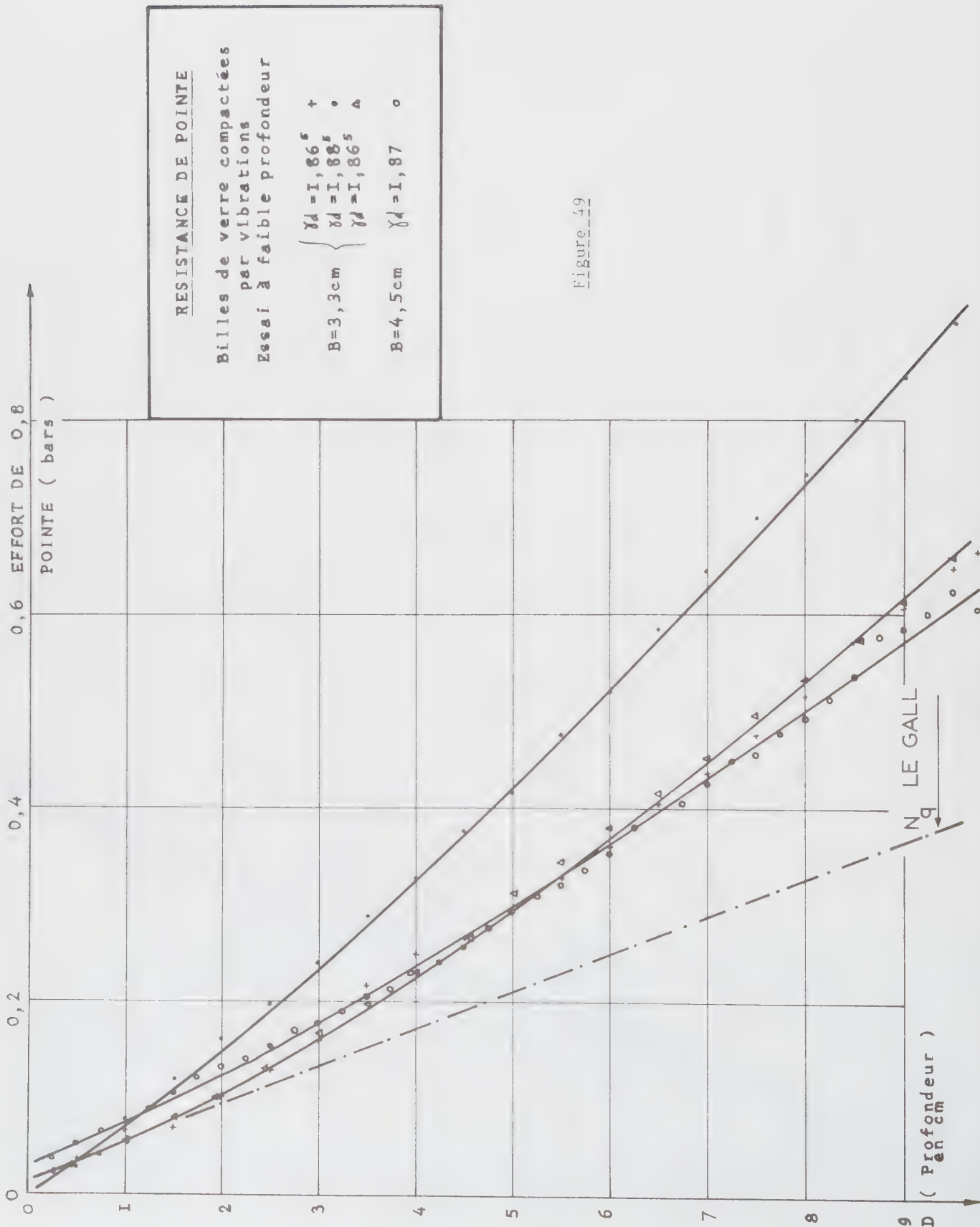
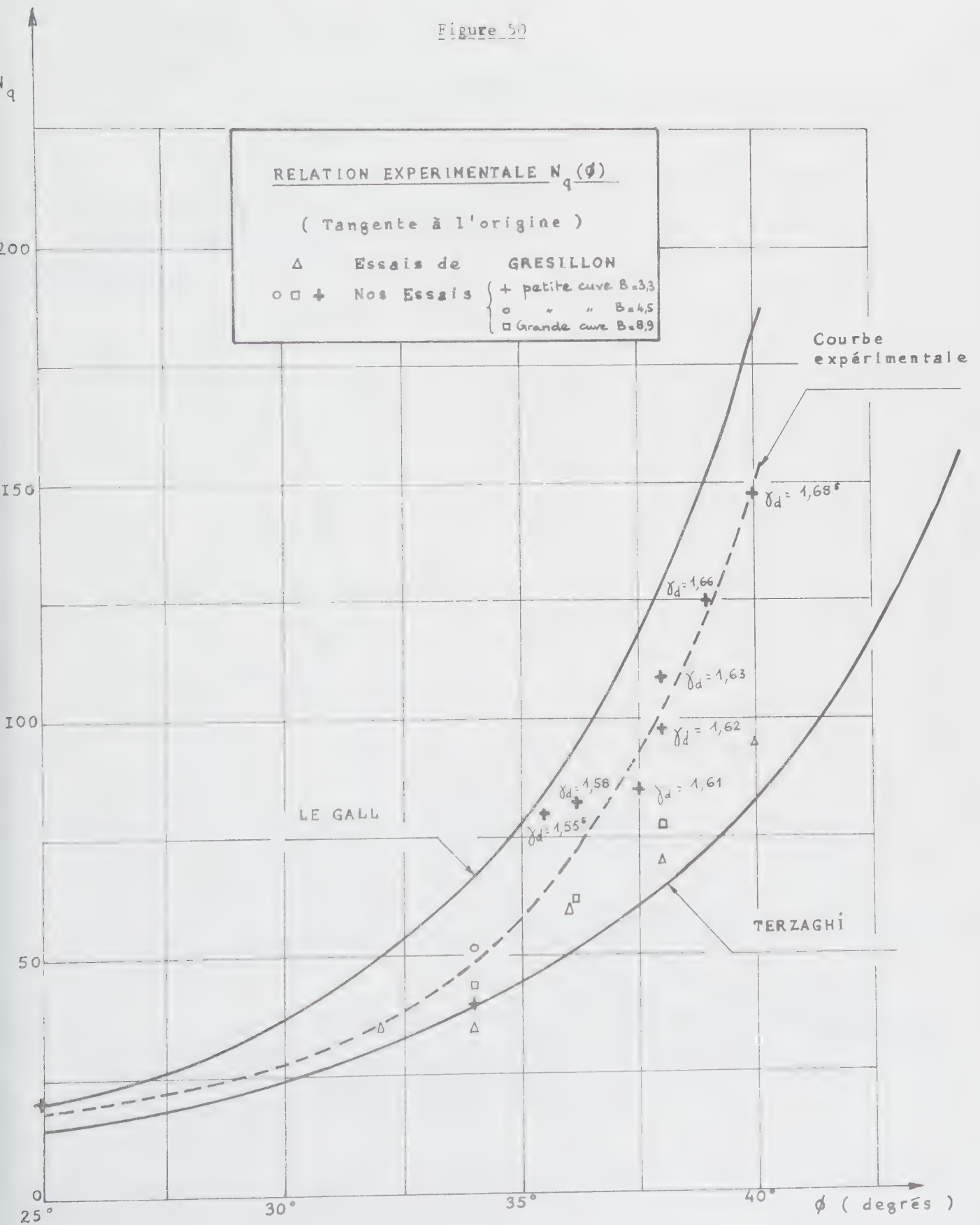


Figure 49

Figure 50



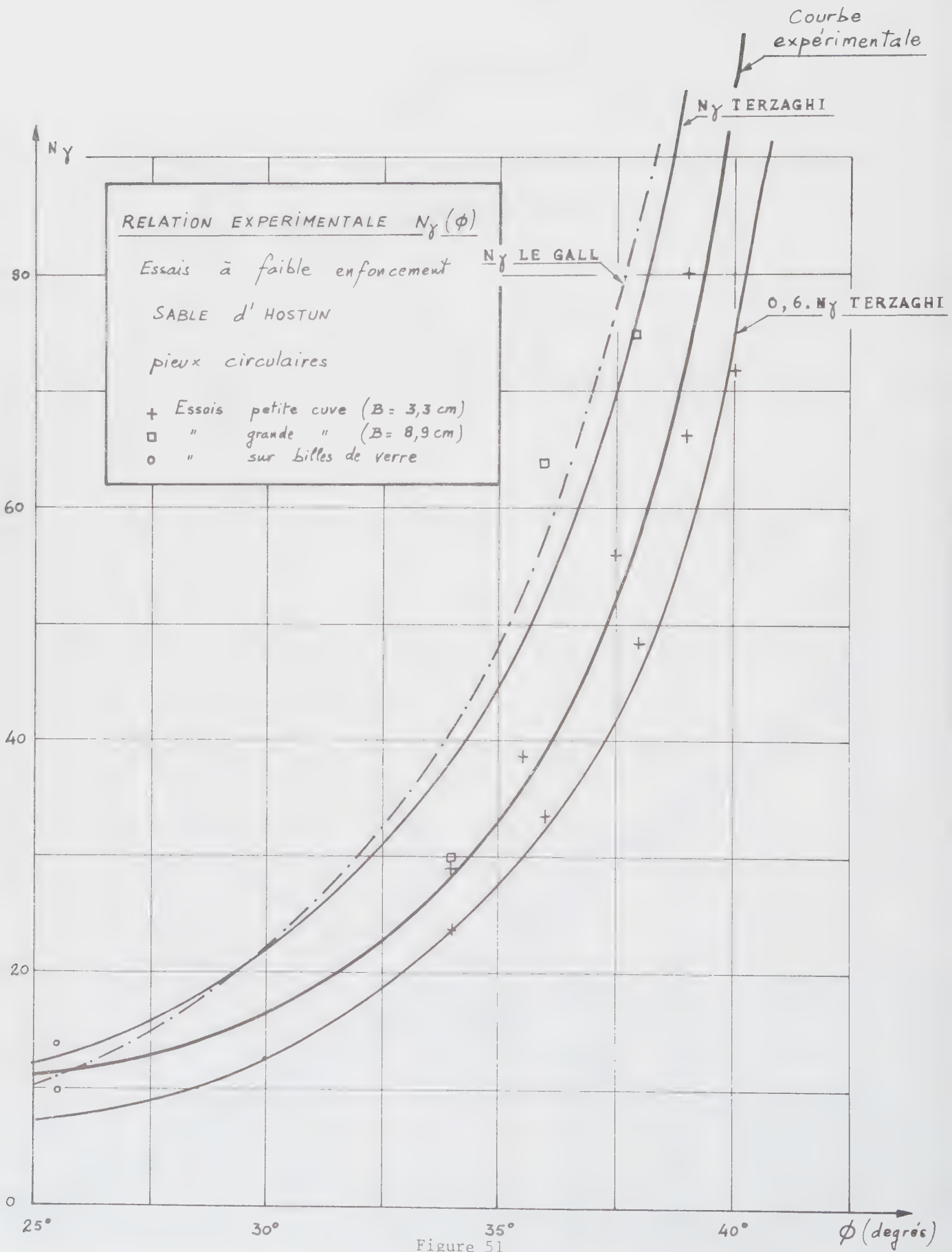


Figure 51

3) ESSAIS A GRANDE PROFONDEUR

a) Dispositif expérimental :

α) La Cuve :

Les essais de GRESILLON, dans une cuve de 40 cm de diamètre et de 1 m de profondeur, s'ils offraient l'avantage de manipulations relativement rapides, posaient néanmoins deux problèmes de dimension.

Diamètre

Les valeurs du rapport du diamètre de la cuve au diamètre du pieu variaient entre 12 (pieu de 3,3 cm) et 25 (pieu de 1,6 cm). On peut avoir une idée approximative de la dimension de la zone perturbée autour du pieu, du moins pour les moyennes profondeurs, en considérant la dimension du cylindre statique

$$1/B = e^{\frac{\pi}{2} t_q \phi} \quad \text{tg} (\pi/4 + \phi/2) \quad \text{portée tableau 6 p.84.}$$

On voit que pour la gamme d'angles de frottement utilisés, 1/B varie entre 5 et 8, ce qui signifie que le diamètre de la zone perturbée autour du pieu est de 10 à 16 fois le diamètre.

Par conséquent, nous sommes pratiquement certains que les essais de GRESILLON à forte densité ont été influencés par les parois de la cuve.

Profondeur

D'autre part, sur les courbes charge-enfoncements de GRESILLON, on note toujours une forte importance de l'influence du fond de la cuve, ceci à partir de profondeurs d'environ 75 à 80 cm. Cette influence apparaît plus vite pour les pieux de plus gros diamètre et pour les densités fortes. Or, comme le palier est observé en général à partir d'un enfoncement voisin de 60 cm, et même plus pour les fortes densités, la portion sur laquelle il est net est relativement faible. Pour le pieu B = 3,3 cm aux fortes densités, on n'observe d'ailleurs pas de palier.

Nous avons donc cherché à augmenter les dimensions de la cuve. Nous disposons au Laboratoire d'une très grande cuve d'essai de 2,50 m de diamètre et de 3 mètres de haut. Mais l'utiliser sans système automatique de remplissage aurait entraîné des manipulations beaucoup trop longues.

Solution adoptée : (Planches 2 à 5)

Cuve

Nous avons donc adopté une solution intermédiaire en faisant fabriquer une cuve de deux mètres de haut et 1,50 m de diamètre en tôle de 3 mm (une première cuve plus mince s'est rompue au premier vidage). Nous l'avons placée sur un socle à l'intérieur de la cuve de 3 mètres, de façon à bénéficier du bâti de cette dernière. De plus, la cuve extérieure nous a permis de constituer un plancher autour de la partie haute, pratique pour effectuer les montages et les mesures.

Mode de remplissage

Le sable utilisé est stocké dans des silos. Le remplissage de la cuve à densité homogène a été effectué par bidons de 250 kg à l'aide du pont roulant. La base du bidon est percée de trois trous sur lesquels on a adapté des tubes en caoutchouc. L'ouverture des tubes commande le déversement du sable. La hauteur entre le niveau de la base des tubes et celui du sable est maintenue constante au cours du remplissage. Les quatre remplissages effectués ont été obtenus de la manière suivante :

1er remplissage	$\gamma_d = 1,51$	Hauteur de chute	nulle
2e remplissage	$\gamma_d = 1,50$	" " "	"
3e remplissage	$\gamma_d = 1,58$	" " "	50 cm
4e remplissage	$\gamma_d = 1,62$	" " "	120 cm

Le vidage de la cuve a été effectué à la pelle.

β) Dispositif d'enfoncement

La cuve une fois remplie, on dispose au-dessus la partie supérieure du bâti en forme d'étoile. Cette étoile a un trou en son centre qui permet le passage d'un vérin hydraulique.

• Vérin :

Le vérin hydraulique utilisé est à double effet. Il a une course de 1,50 m et une capacité de 15 tonnes pour une pression d'huile de 13 bars.

Des pattes-support soudées à l'étoile ont permis de fixer le vérin verticalement à l'étoile. Son centrage par rapport à l'étoile est obtenu à l'aide de trois vis.

La mise en pression du vérin est obtenue par des bouteilles d'huile elles-mêmes mises en pression par une bouteille d'azote comprimé. Cette mise en pression par bouteille offre l'avantage d'avoir un débit, et donc une vitesse d'enfoncement, réglables de façon assez fine, d'autre part, elle élimine l'inconvénient des vibrations qu'on aurait obtenues en alimentant notre vérin à l'aide d'une pompe mécanique.

• Système de mesure :

La liaison entre le vérin et le pieu se fait par l'intermédiaire des trois anneaux dynamométriques :

- l'anneau dynamométrique central est relié à la pointe ;
- les deux anneaux dynamométriques latéraux sont solidaires du fût et mesurent l'effort de frottement latéral.

L'ensemble bien rigide ne nécessite pas de guidage supplémentaire du fût (susceptible d'entraîner des frottements parasites).

• Pieux :

Nos pieux sont de diamètres 2 cm et 3,3 cm, en deux tronçons de 1 mètre. Nous avons préféré conserver des pieux de relativement faible diamètre pour l'étude à grande profondeur du palier, de façon à être plus sûrs de ne pas être gênés par les parois ou le fond de la cuve. Les rapports diamètre de cuve-diamètre de pieu sont alors respectivement de 75 et 45.

Néanmoins, pour chaque remplissage, nous avons effectué à faible profondeur, à titre de comparaison, un essai avec un pieu de 8,9 cm de diamètre.

Pénétromètres-

Les essais au pénétromètre de chantier ont été effectués en fixant le bâti du pénétromètre sur l'étoile de la grande cuve au moyen de gros serre-joints. Ce dispositif nous a permis de contrôler la valeur du palier ainsi que l'homogénéité du sable par des pénétrations autour du centre de la cuve.

γ) Dispositif de surcharge (figure 52)

Dans l'hypothèse où nous pensions effectuer des essais surchargés analogues à ceux de DESSAINT, en simulant une couche de sol de propriétés mécaniques négligeables, mais en grande cuve, nous avons installé un système permettant de surcharger le sable au moyen d'une pression d'air dans une chambre de caoutchouc, à la base et en haut de la cuve.

L'air est comprimé entre la plaque de caoutchouc très souple de 5 mm d'épaisseur, du diamètre de la cuve, et une plaque support en bois. On empêche la plaque en bois supérieure de se soulever en intercalant des madriers entre celle-ci et l'étoile. Des manomètres situés immédiatement à la sortie des chambres vérifient la pression d'air à l'intérieur. La plaque supérieure est percée en son centre pour permettre le passage du pieu.

Pour le moment, la trop forte perméabilité des plaques de bois employées ne nous a pas permis de monter à des pressions suffisantes pour nettement distinguer l'effet de la surcharge. Par ailleurs, l'essai en milieu surchargé est peut-être faussé à grande profondeur par la hauteur de la cuve. On n'est pas sûr de l'homogénéité de l'effet de notre surcharge à l'intérieur du milieu, car il est possible que les parois absorbent par frettage une partie des contraintes.

b) Essais réalisés

Le tableau suivant (tableau 11) indique les essais réalisés pour les quatre remplissages de la grande cuve ainsi que les figures sur lesquelles ont été reportées les courbes charge de pointe-enfoncement :

Remplissages	γ_d	Φ	essai n°	Diamètre B_{cm}	Profondeur max.	Caracté- ristiques	Figure
1er remplissage	1,51	34°	1	3,3 cm	1,85 m	surface libre	53
2e remplissage	1,50	34°	3	2 cm	1,85 m	" "	54
			4	8,9 cm	0,50 m	" "	
			5	Pén. chantier 3,36 cm	1,85 m	Pén. chantier	55
			6				
3e remplissage	1,58	36°	7	2 cm	1,90 m	surface libre	56
			8	3,3 cm	1,80 m	avec surcharge	57
			9	8,9 cm	0,50 m	surface libre	56
			10	3,36 cm	1,85 m	Pénétrromètres chantier	58
			11				
4e remplissage	1,62	38°	13	2 cm	1,70 m	surface libre	59
			14	8,9 cm	0,50 m	" "	

Les observations qualitatives qu'on peut faire sont les suivantes:

- à faible et moyenne profondeur, la courbe de pression de pointe en fonction de l'enfoncement n'est pas linéaire et se situe au-dessus de la tangente à l'origine.

- à grande profondeur, nous observons des paliers très nets, sur une hauteur variant entre 60 cm et 1 mètre. L'apparition du palier se produit à une profondeur d'environ 70 cm à 1 mètre.

Les résultats des pénétrromètres de chantier coïncident bien avec les valeurs trouvées au centre pour les paliers.

On note une influence du fond à partir d'environ 30 cm de celui-ci. L'influence est moins sensible pour les pénétrromètres de chantier.

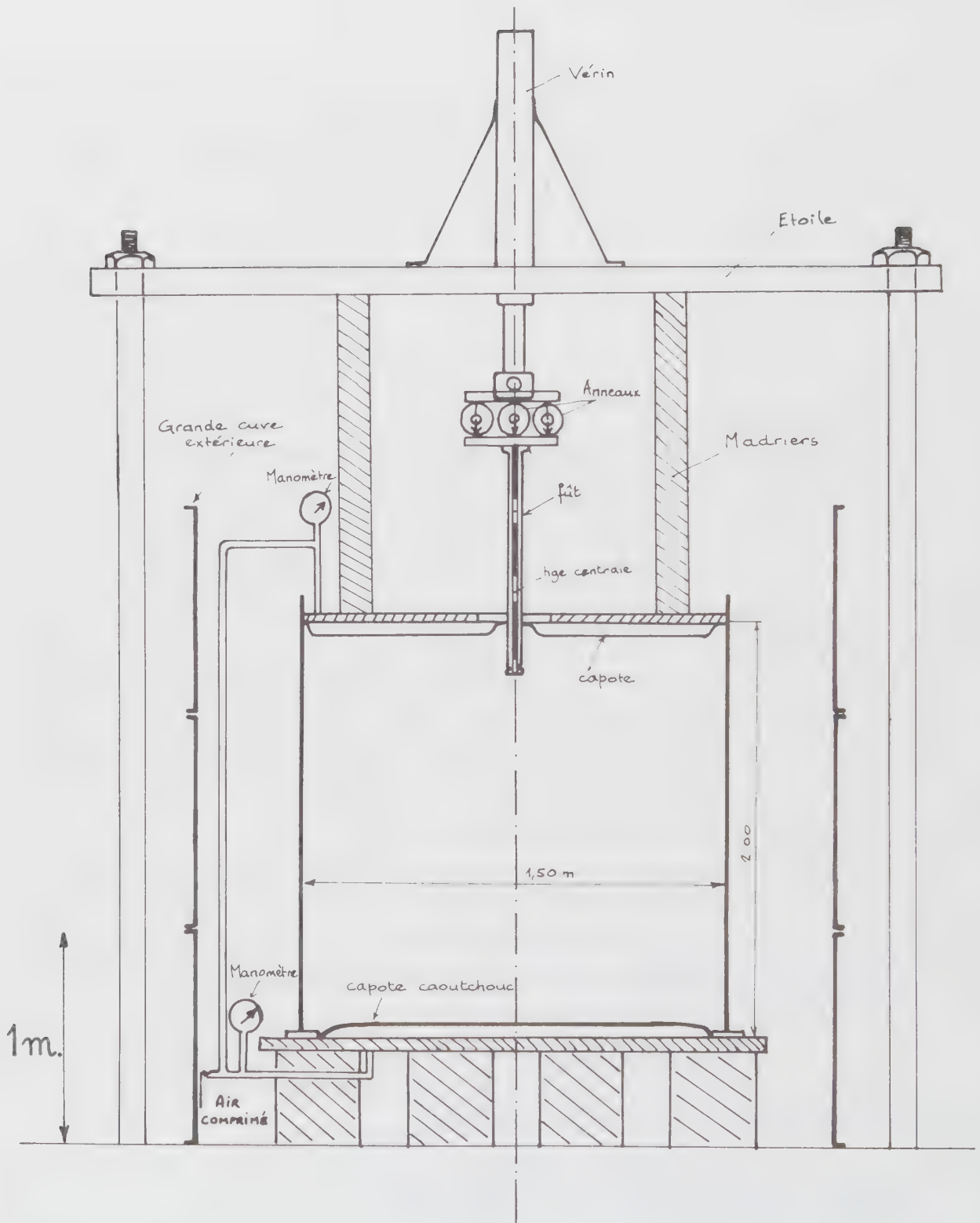


Figure 52

SCHEMA de la CUVE et du DISPOSITIF d'ENFONCEMENT.
(ici avec montage pour surcharges).

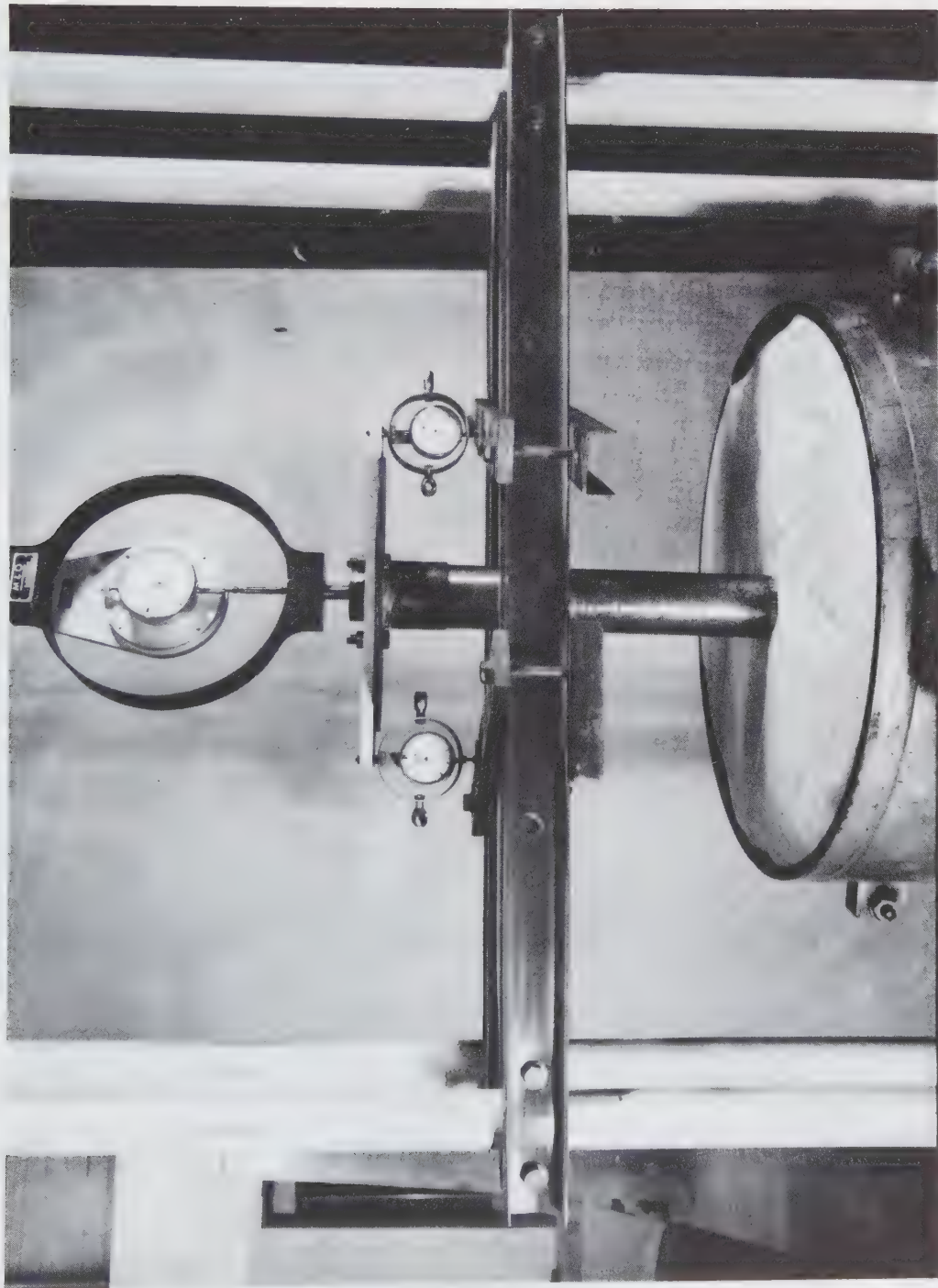


Planche 1 : Montage pour les essais à faible profondeur.



Planche 2 : Essais à grande profondeur. Vue du dispositif d'enfoncement.

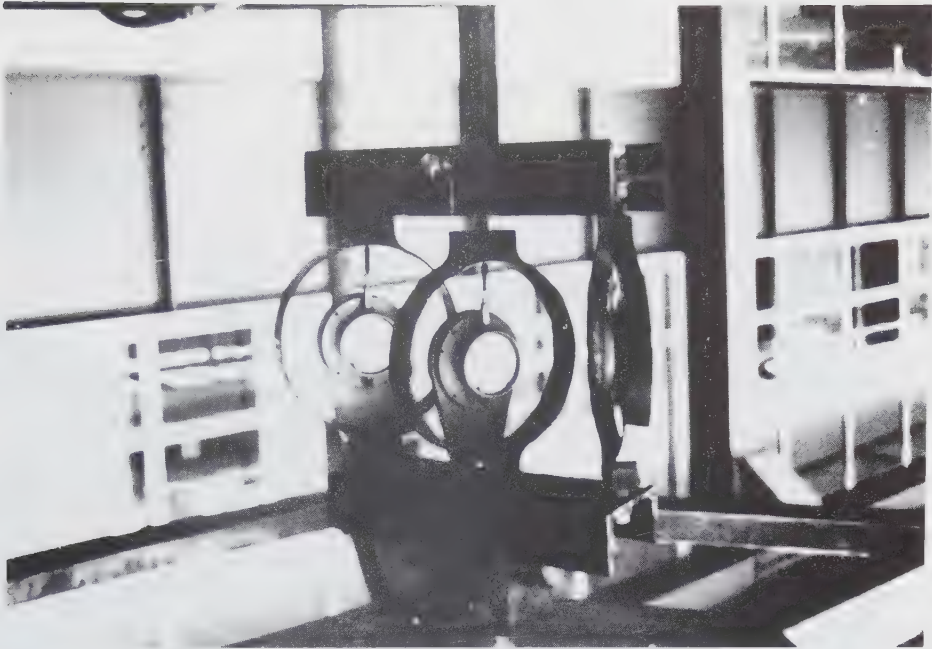


Planche 3 : Détail du dispositif de mesure.

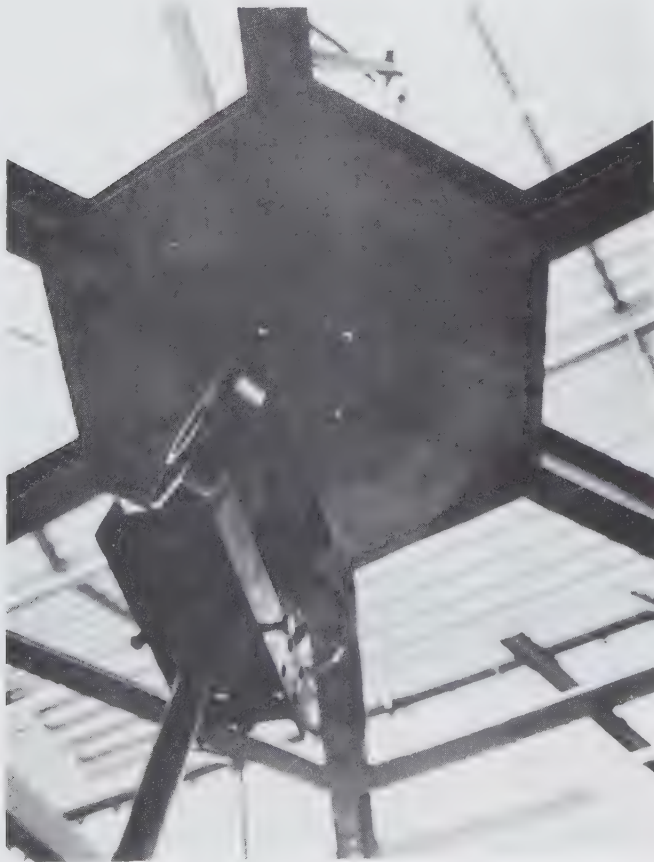


Planche 4 : Détail de fixation d'un pieu.



Planche 5 : Vue générale de la cuve d'essais.

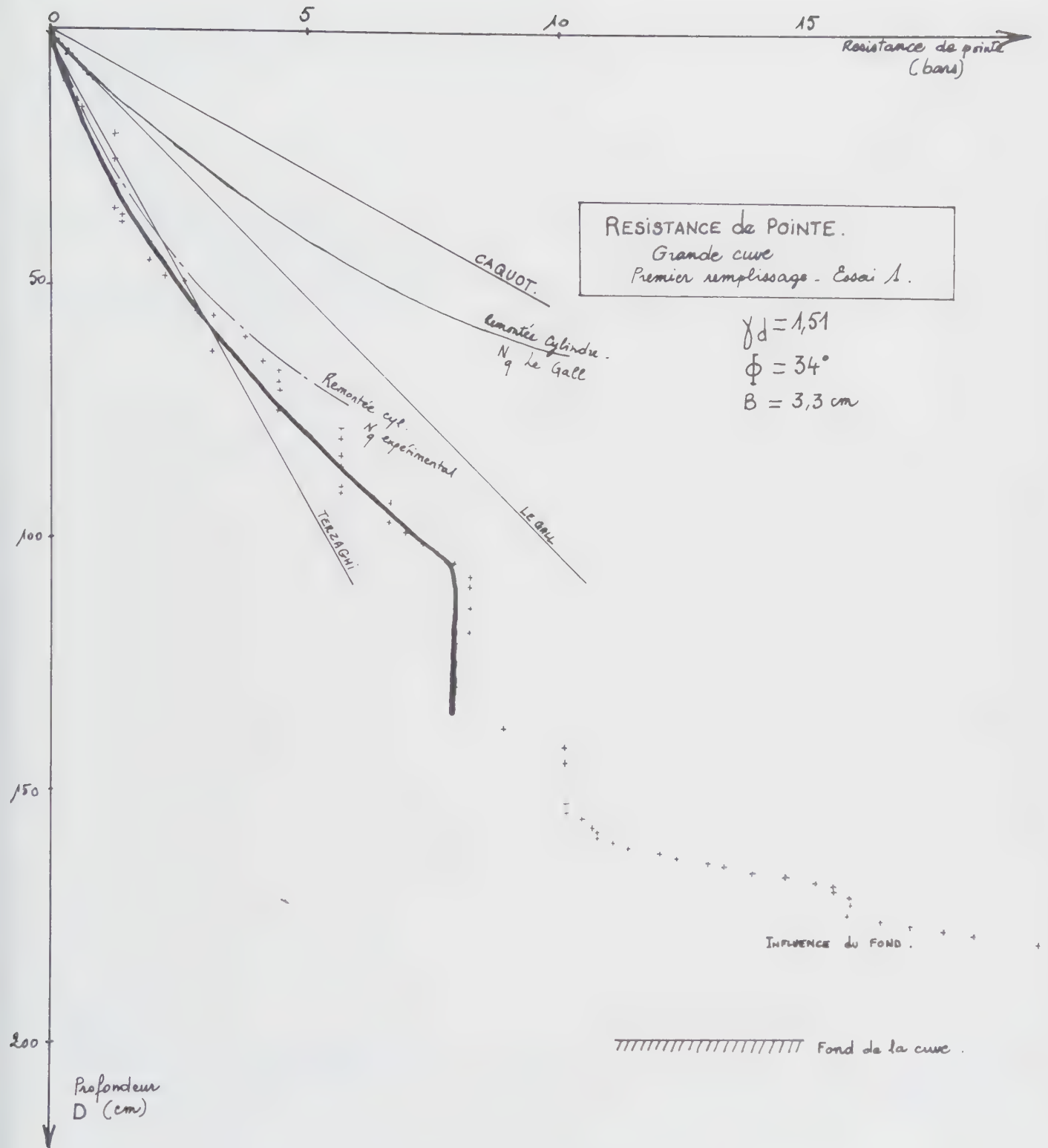


Figure 53

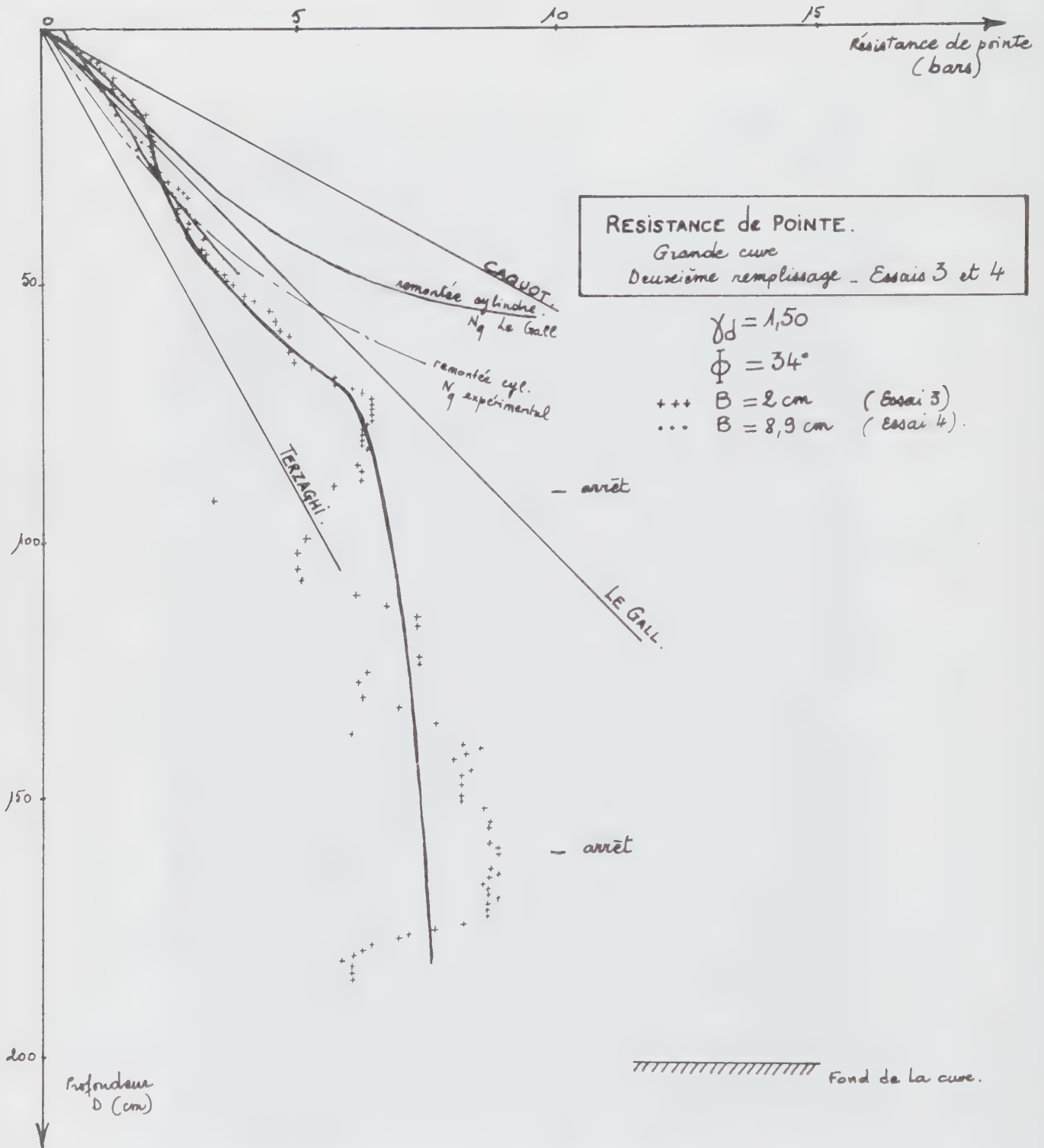


Figure 54

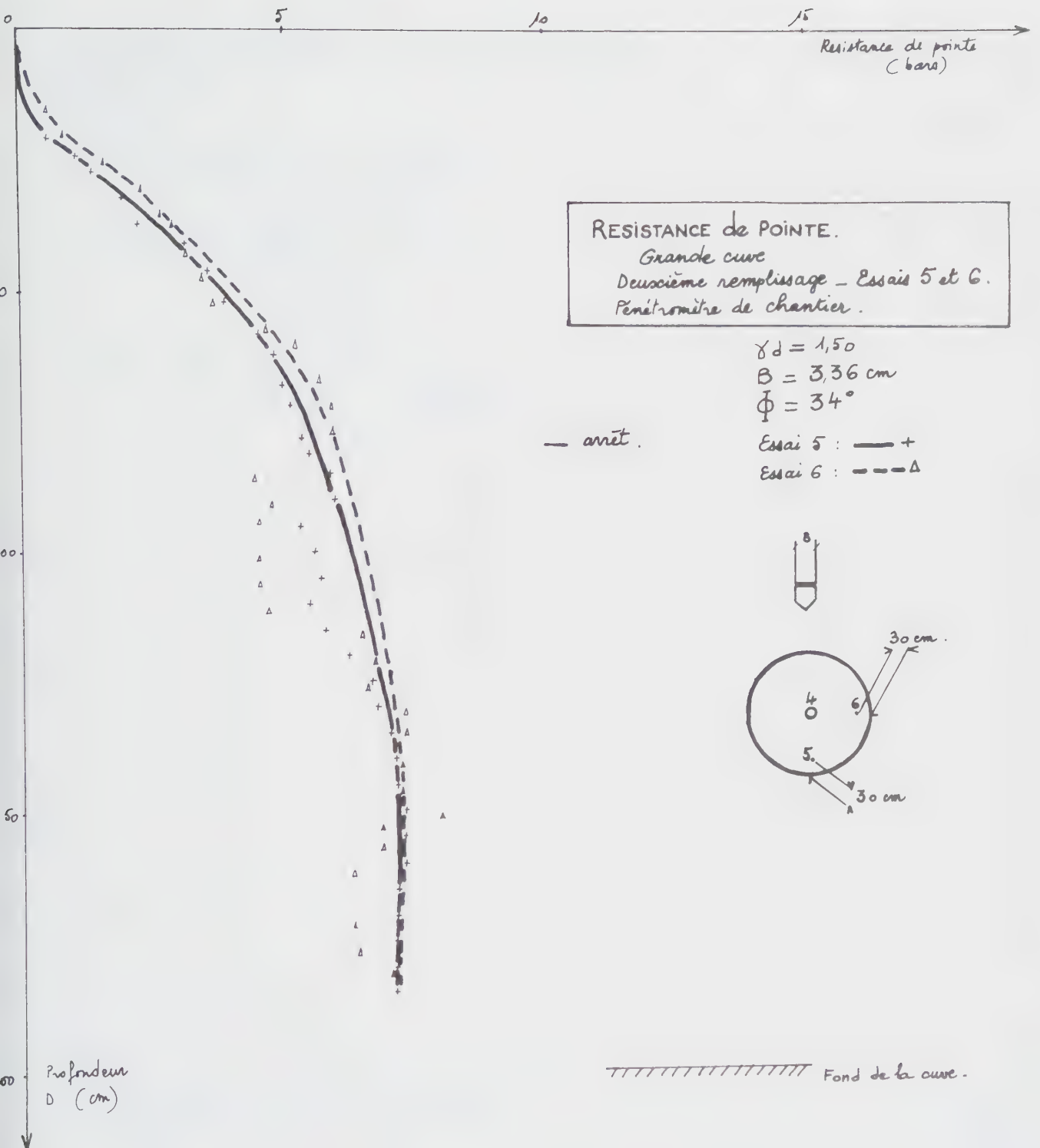


Figure 55

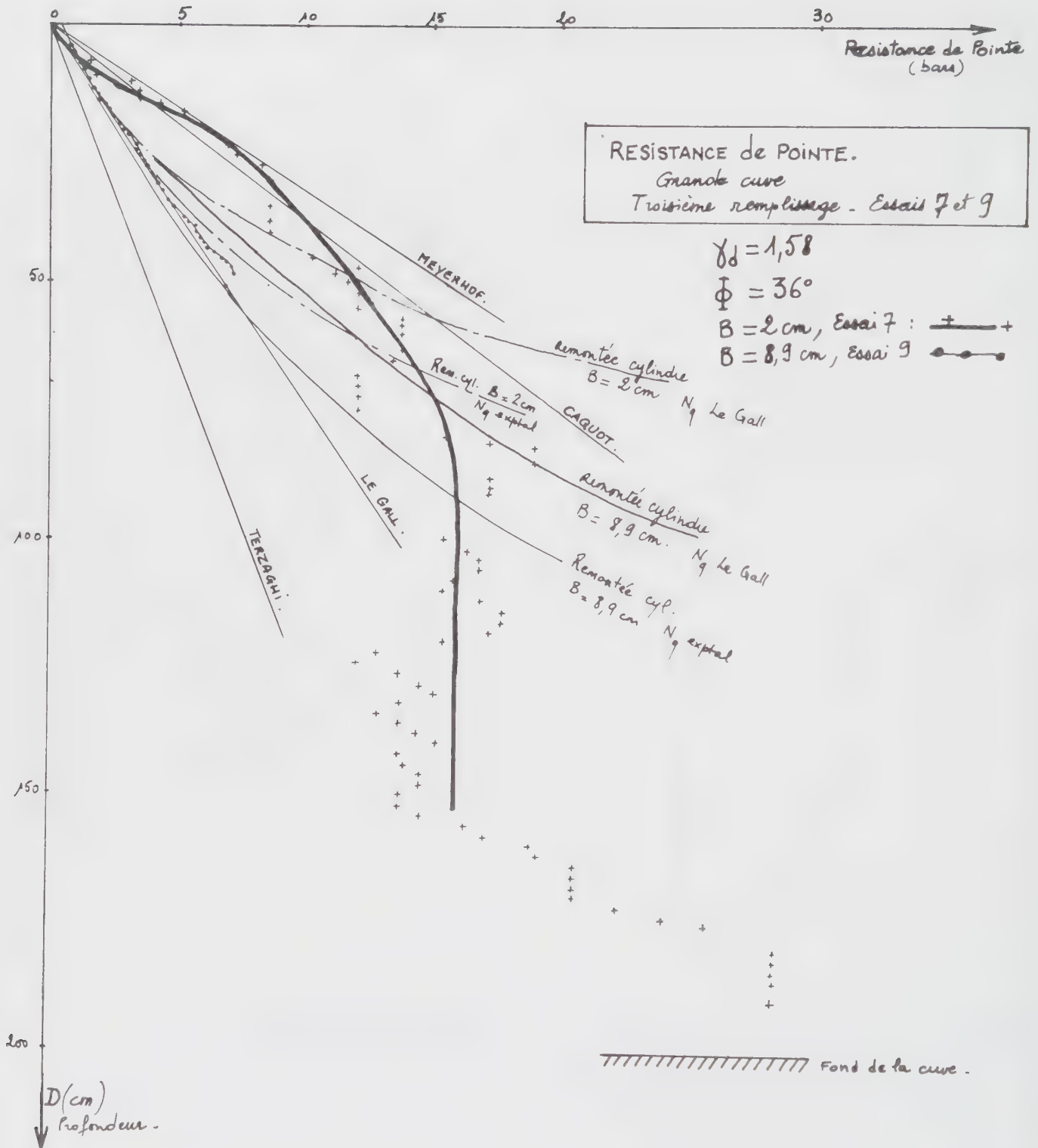


Figure 56

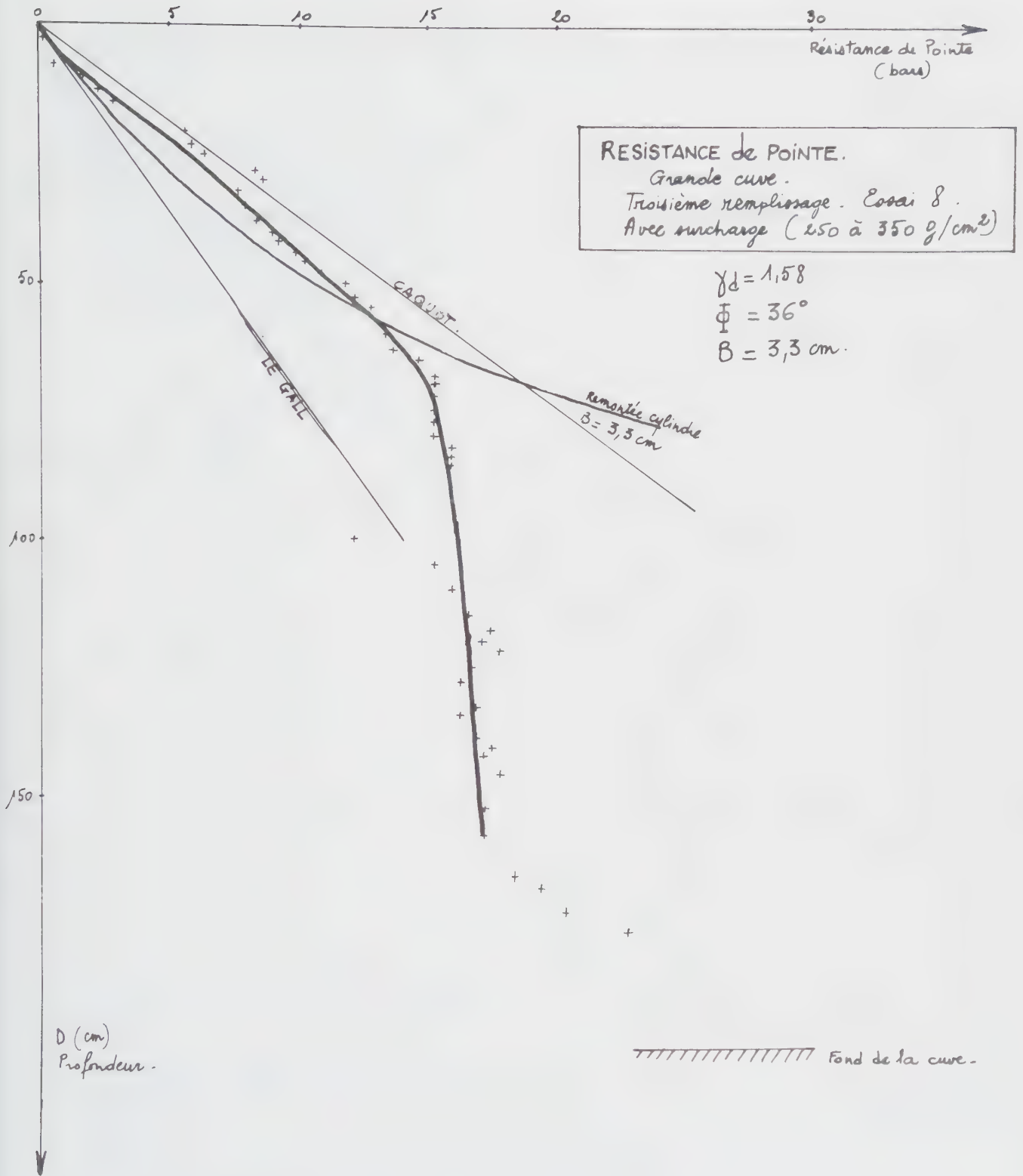


Figure 57

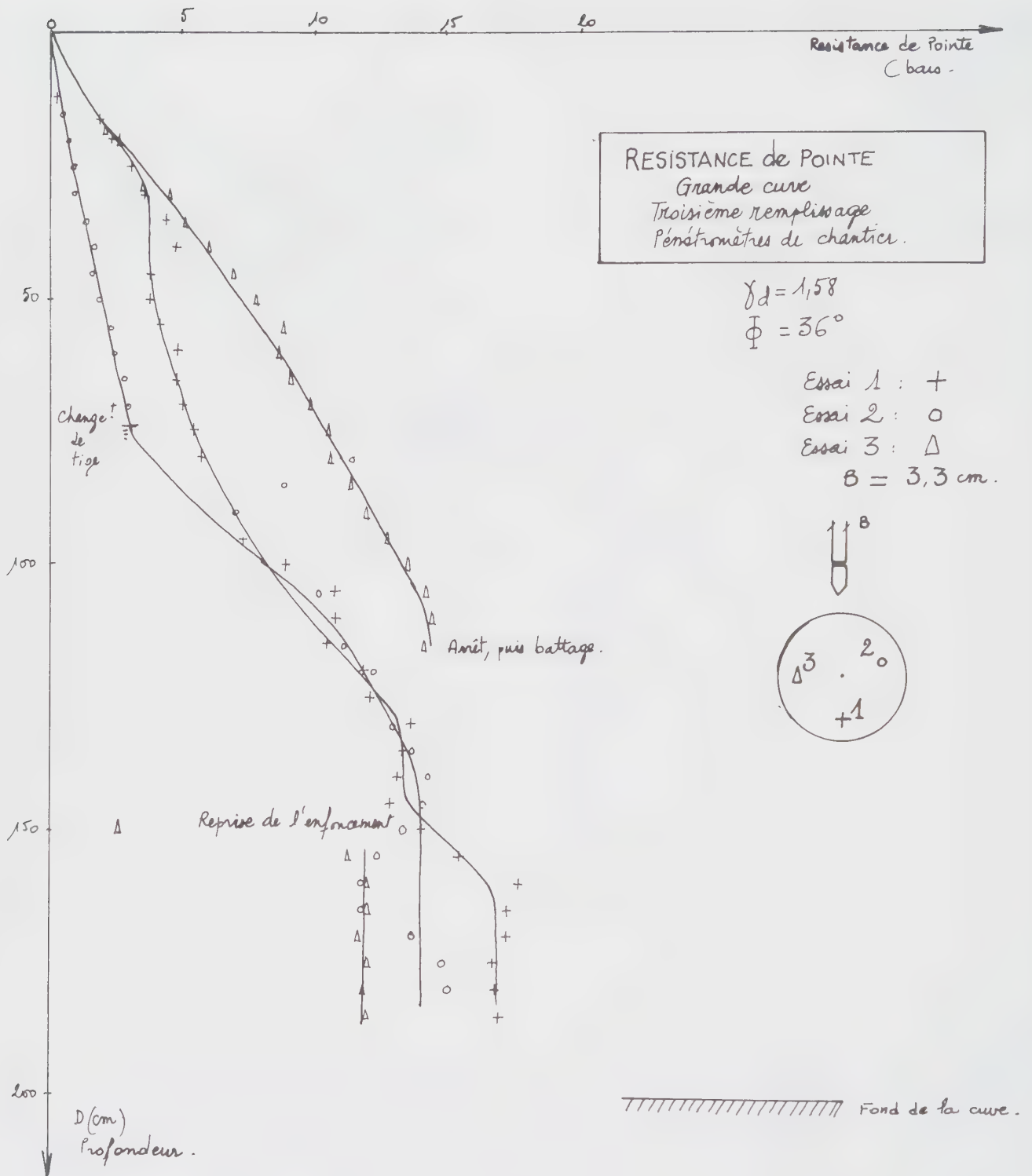


Figure 58

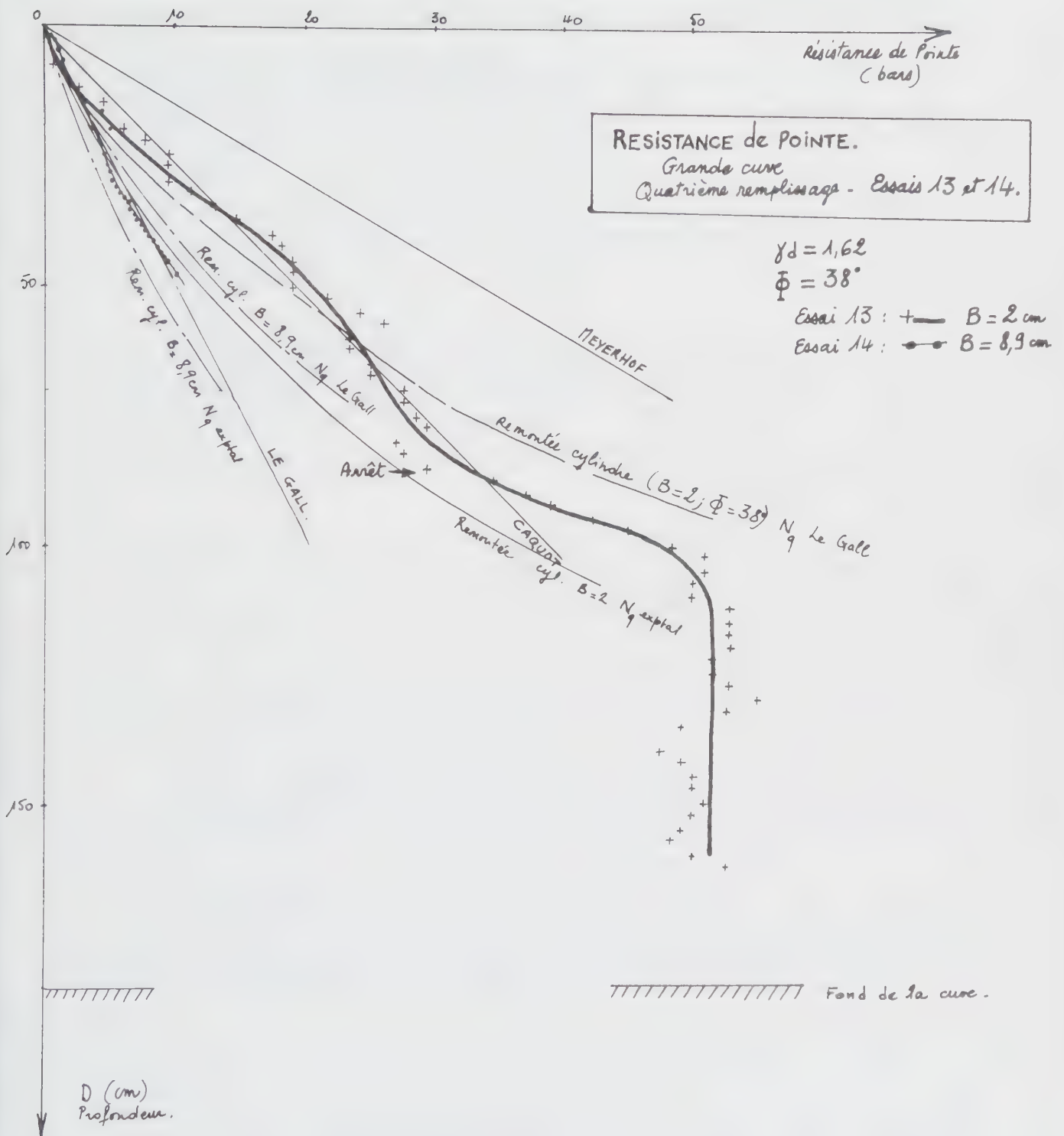


Figure 59

4) INTERPRETATION DES ESSAIS

a) Départ des courbes. Comparaison avec N_q à faible profondeur

Notre montage à grande profondeur étant prévu pour mesurer les paliers éventuels de force de pointe, donc à de fortes contraintes, nous n'avons pas au départ des courbes la précision obtenue pour nos essais en petite cuve à faible enfoncement. Les coefficients N_q déterminés à partir des petits pieux sont donc aléatoires. De même, les pénétromètres de chantier ont une courbe de départ faussée du fait qu'on contrôle mal l'enfoncement initial dû au poids des tiges uniquement.

Si on considère toutefois les premiers centimètres d'enfoncement des petits pieux, on constate que la croissance de l'effort de pointe se situe à peu près entre les valeurs de TERZAGHI et LE GALL. La courbe moyenne de l'essai n° 1 à faible densité ($\gamma_d = 1,50$, figure 53) se situe en-dessous de la droite de TERZAGHI, mais il faut remarquer que cet essai est relativement imprécis (succession de petits paliers).

Nous avons pu contrôler avec plus de précision pour chaque densité la valeur expérimentale en grande cuve de N_q en effectuant un enfoncement de 50 cm à l'aide d'un pieu de 8,9 cm de diamètre (essais 4, 9 et 14), la plus grande dimension du pieu donnant une variation très régulière de l'effort de pointe. On constate, figures 54, 56 et 59 que ces courbes suivent en moyenne la droite $\gamma_d N_q$ de LE GALL sur presque toute la profondeur d'enfoncement. Par contre, si on prend uniquement les valeurs de la tangente à l'origine, les coefficients N_q obtenus se rapprochent plus de la courbe théorique de TERZAGHI. Les trois points expérimentaux se placent entre la courbe expérimentale obtenue figure 50 pour les essais en petite cuve et celle de TERZAGHI.

Il semble donc dans tous les cas que le calcul TERZAGHI aux faibles enfoncements représente le minimum de force portante qu'on puisse obtenir. Le N_q LE GALL semble représenter une bonne moyenne pour les enfoncements voisins de 3 à 5 diamètres, comme le montre la figure 60.

b) Moyenne profondeur. Comparaison avec la remontée de cylindre

Dès que l'enfoncement relatif atteint 3 à 5 diamètres, toutes les courbes ont tendance à prendre des valeurs situées au-dessus de leur tangente à l'origine.

Les courbes pour les petits pieux ($B = 2$ cm et $B = 3,3$ cm) se situent toujours au-dessus de celles du pieu de 8,9 cm, ce qui correspond au schéma proposé (remontée d'un cylindre de sol).

Nous avons comparé ces courbes expérimentales avec le calcul de remontée de cylindre exprimant la force portante à moyenne profondeur sous la forme :

$$q = \gamma D N_q \left(1 + \frac{\sin \Phi \cos \Phi}{1} D \right)$$

vue page 83.

Sur les figures 53, 54, 56 et 59, nous avons tracé les courbes théoriques de remontée de cylindre en prenant pour N_q la valeur de LE GALL.

On constate que ces dernières sont d'autant plus près des courbes expérimentales et les suivent d'autant plus longtemps que la densité est plus forte.

Nous avons regroupé en grandeurs adimensionnelles, indépendantes du diamètre du pieu, les courbes théoriques et les courbes expérimentales sous la forme $\frac{q}{\gamma B N_q}$ en fonction de D/B (figures 60 et 61).

$$\frac{q}{\gamma B N_q}$$

Sur la figure 60, nous avons pris N_q LE GALL ; sur la figure 61, le N_q expérimental moyen de la figure 50.

On vérifie les observations déjà faites sur les figures précédentes :

- pour les très faibles densités (1,50 et 1,51), la remontée de cylindre ne semble pas représenter le comportement du pieu. Le sable à l'état lâche a tendance à tasser lors de l'enfoncement et on n'a pas encore de refoulement jusqu'à la surface. Les droites de TERZAGHI ou LE GALL semblent donner une

bonne approximation de l'effort de pointe dans ce cas.

- pour les densités moyennes (1,58), on a au départ une allure de remontée de cylindre, mais le décrochement pour aller rejoindre les valeurs limites se produit très vite.

- pour la densité relativement forte (1,62), le sol est devenu incompressible et la remontée de cylindre schématise bien le comportement du pieu. Elle suit la courbe expérimentale pratiquement jusqu'au palier.

Si on compare ces résultats avec le regroupement des essais de GRESILLON que nous avons exprimé sous la même forme figure 40, on constate que nos essais se situent à peu près dans la même fourchette.

Il semble donc que le schéma proposé pour les profondeurs moyennes ne soit à conseiller pour le calcul pratique que dans le cas d'un sable dense, pour une densité relative supérieure à environ 0,5 - 0,6. Pour un sable lâche, son application conduit à une surestimation de la force portante. Mieux vaut dans ce cas donner une approximation dans le sens de la sécurité par un calcul en N_q LE GALL ou TERZAGHI.

Par ailleurs, nous avons reporté sur nos figures les valeurs du coefficient N_q de CAQUOT-KERISEL, donné expérimentalement pour le domaine qui correspond à celui de nos "moyennes profondeurs". De la même manière, on constate que ces calculs, bien que suivant de moins près l'allure expérimentale, donnent une bonne approximation pour les fortes densités, mais sont beaucoup trop optimistes pour les densités faibles ($D_r < 0,5$). Pour les essais de GRESILLON, les valeurs du N_q CAQUOT se situent toujours au-dessus des courbes expérimentales.

Pour toutes nos courbes expérimentales, nous avons de plus tracé les courbes théoriques de remontée de cylindre en prenant pour N_q non plus la valeur de LE GALL, mais la valeur expérimentale mesurée pour chaque densité en grande cuve avec le pieu de 8,9 cm. Pour l'essai 1, n'ayant pas d'enfoncement à $B = 8,9$ cm, nous avons pris le N_q correspondant à la tangente à l'origine de la courbe $B = 3,3$ cm.

Nous avons alors constaté une bonne concordance entre courbes calculées et courbes expérimentales, sur de grandes profondeurs, et ceci même pour les faibles densités. Bien sûr, on rencontre là une difficulté d'ordre pratique, la valeur du N_q expérimental n'étant prévisible qu'avec une mauvaise approximation aux faibles densités. On pourrait donc penser que la détermination du N_q à partir de l'angle de frottement mesuré au Laboratoire est sujette à caution. L'essai au pénétromètre semble plus capable de fournir un N_q , et peut-être un angle de frottement (déduit de la pente à l'origine des courbes d'enfoncements).

Ainsi, dans la mesure où la détermination de la pente à l'origine se fait expérimentalement, il semble donc qu'on puisse également proposer un calcul en remontée de cylindre, même pour les faibles densités.

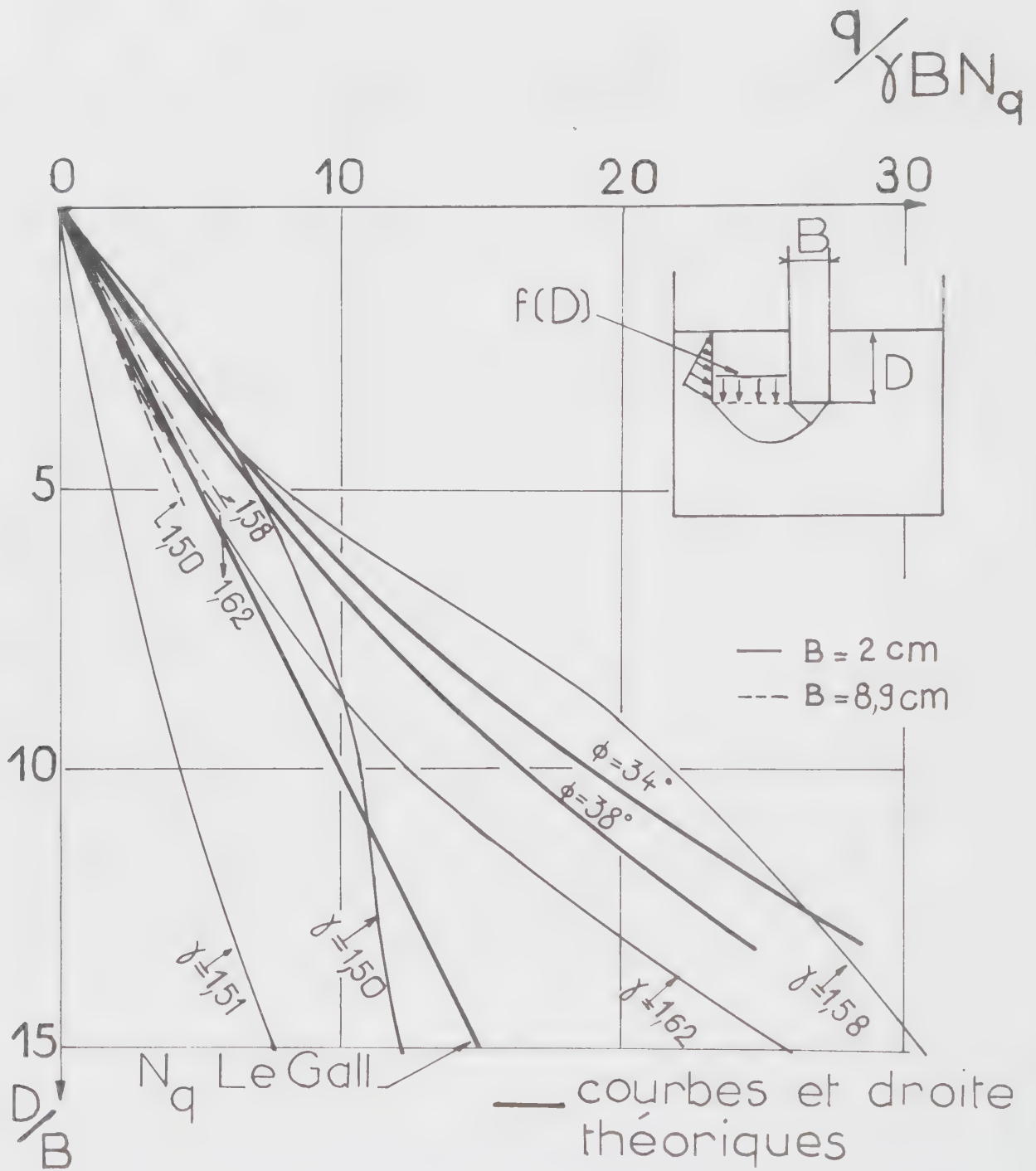


Figure 60 : Comparaison avec la remontée de cylindre en prenant N_q LE GALL.

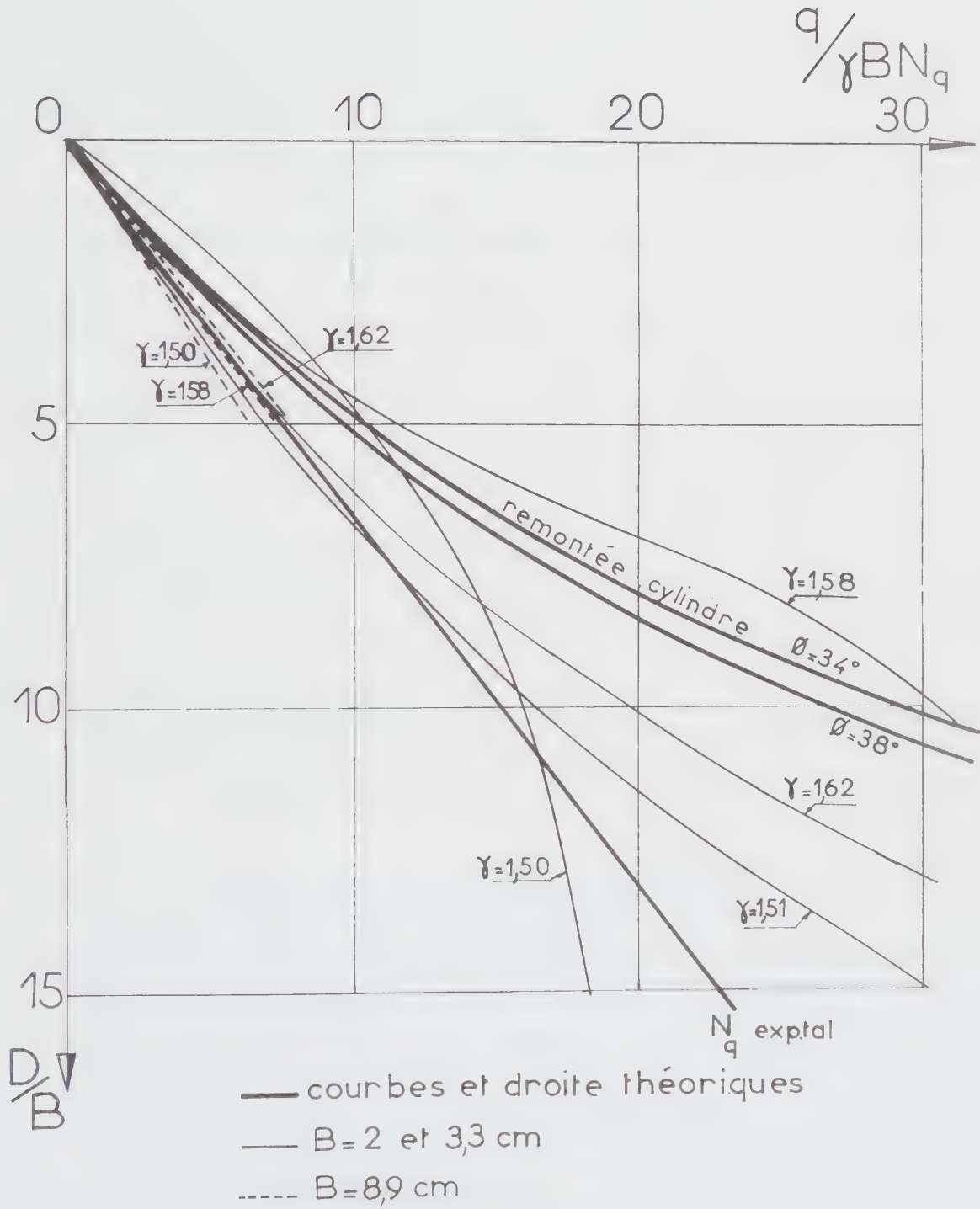


Figure 61 : Comparaison avec la remontée de cylindre en prenant $N_q \text{ exptal}$.

c) Grandes profondeurs - Etude du palier

Pour chaque densité de remplissage, nous avons obtenu un palier, pratiquement le même pour l'essai central et les essais périphériques au pénétrömètre de chantier. On remarque simplement que l'influence du fond se fait moins sentir pour le pénétrömètre de chantier, sans doute du fait de sa pointe conique.

Nous portons ci-dessous les valeurs moyennes des paliers :

:	:	:	:	:	:
:	γ_d	: 1,51	: 1,50	: 1,58	: 1,62
:	:	:	:	:	:
:	:	:	:	:	:
:	q_1	: 7	: 8	: 16,5	: 52
:	(bars)	:	:	:	:

Tableau 12

Nous avons regroupé toutes les courbes d'effort de pointe données par KERISEL, GRESILLON et nous-mêmes sur la figure 62. On constate qu'à priori, la valeur de q_1 ne semble pas dépendre de la densité : d'un sable à un autre, on peut avoir des paliers voisins pour des densités différentes.

α) Expression des paliers sous la forme $q_1 = f(\Phi)$

Nous avons tenté dans un premier temps de voir si on pouvait trouver une relation empirique simplifiée entre la valeur du palier q_1 et l'angle de frottement Φ du matériau. Dans ce but, nous avons donc porté les valeurs de tous les paliers en fonction de Φ sur la figure 63. Si on a des valeurs peu éloignées pour les faibles Φ , par contre aux forts angles de frottement (38°), les résultats se dispersent : ceux de GRESILLON sont les plus faibles, ceux de KERISEL sont très forts, et les nôtres représentent des valeurs intermédiaires. L'explication des paliers fait donc bien intervenir des facteurs supplémentaires qui ne dépendent pas seulement de Φ , mais aussi du diagramme critique du matériau, comme on l'a vu page 90.

β) Comparaison avec l'expression théorique $q_1 = \lambda(\Phi) p_c$

Nous avons comparé nos résultats avec le calcul de GRESILLON aux grandes profondeurs, en déterminant pour chaque densité :

- l'angle de frottement à l'aide de la figure 43
- la pression critique p_c , à l'aide du diagramme critique du sable utilisé (courbe "Laboratoire") figure 44
- la fonction $\alpha(\Phi)$ à l'aide de la figure 33.

Le rapport $\frac{q_1 \text{ exp.}}{\alpha(\Phi) p_c}$ nous a permis de déterminer un coef-

ficient λ expérimental pour nos essais (tableau 13) :

γ _d	1,50 1,51	1,58	1,62
Φ	34°	36°	38°
α(Φ)	13	16	20
p _c	1,5	4	6,5
$\lambda = \frac{q_1 \text{ exp.}}{\alpha(\Phi) p_c}$	0,38	0,26	0,40

Nous avons remarqué qu'en prenant pour valeur moyenne :

$$\lambda = 0,3$$

nous avons pu regrouper de façon correcte nos valeurs expérimentales autour de la courbe $\alpha(\Phi)$ de la figure 33.

Les paliers calculés en ce cas sont les suivants (tableau 14)

$$q_1 = 0,3 \propto (\Phi) p_c$$

:	:	:	:	:
:	γ_d	1,51 1,50	1,58	1,62
:	:	:	:	:
:	$q_1 \text{ exp.}$	7,5	16,5	52
:	:	:	:	:
:	$q_1 \text{ calc.}$	5,9	19	39
:	:	:	:	:
:	Erreur %	20 %	15 %	25 %
:	:	:	:	:

Tableau 14

Ces valeurs calculées ont été portées figure 62, ainsi que les valeurs calculées pour les essais de GRESILLON avec $\lambda = 0,1$, et les valeurs calculées pour les essais de KERISEL avec $\lambda = 0,5$. On voit que tous les calculs concordent avec les expériences, avec à peu près la même approximation.

Y) Utilisation du N_q expérimental :

De la même façon qu'aux moyennes profondeurs, nous avons également cherché à exploiter directement les résultats des essais d'enfoncement, c'est-à-dire en utilisant la tangente à l'origine de la courbe pour avoir un N_q expérimental.

De ce N_q expérimental, nous avons déduit un angle de frottement Φ :

- d'une part, à partir de la courbe $N_q(\Phi)$ théorique de LE GALL ;

- d'autre part, à partir de la courbe N_q expérimentale que nous proposons figure 50.

Les valeurs correspondantes de $\alpha(\Phi)$ nous ont permis d'obtenir les valeurs de λ suivantes, en prenant pour p_c le diagramme critique "courbe du Laboratoire" :

i) Φ déduit du N_q expérimental à partir de $N_q(\Phi)$ LE GALL :

γ_d	$N_q(\Phi)$ exptal	Φ	$\alpha(\Phi)$	λ
1,51 1,50	45	31°	9,5	0,56
1,58	62	33,5°	11	0,37
1,62	77	35°	14	0,57

Tableau 15

d'où la valeur moyenne : $\lambda = 0,45$

ii) Φ déduit du N_q expérimental à partir de $N_q(\Phi)$ expérimental :

γ_d	$N_q(\Phi)$ exptal	Φ	(Φ)	λ
1,51 1,50	45	33°	11,5	0,45
1,58	62	35°	14	0,26
1,62	77	36,5°	17	0,47

Tableau 16

d'où la valeur moyenne : $\lambda = 0,4$

Les paliers calculés sont alors :

γ_d	Cas i)		Cas ii)	
	q_1 calc.	Erreur %	q_1 calc.	Erreur %
1,51 1,50	6,4	15 %	7	6,5 %
1,58	19,5	18 %	25,5	54 %
1,62	41	21 %	44	16 %

On remarque que dans le cas i), le regroupement est correct, et il est intéressant de signaler que la valeur de λ obtenue ainsi est voisine de celle trouvée pour les essais de KERISEL ($\lambda = 0,5$)

δ) Comparaison avec l'expression du palier sous la forme

$$q_1 = \frac{N_q p_c}{K}$$

Une méthode de détermination du palier avait été proposée par BIAREZ, nous-mêmes et GRESILLON (8), en exprimant ce dernier sous la forme :

$$q_1 = \frac{N_q p_c}{K}$$

K étant un coefficient constant.

En utilisant le N_q LE GALL, on obtenait une bonne détermination de q_1 avec :

K = 20 pour les essais de KERISEL

K = 100 pour les essais de GRESILLON.

Nos propres essais calculés de cette manière donnent une bonne concordance avec les valeurs expérimentales en prenant $K = 20$, comme pour KERISEL. Nous avons regroupé tous les essais avec cette représentation figure 64.

ε) Conclusion

Par trois méthodes légèrement différentes, nous avons tenté d'interpréter les résultats expérimentaux en ce qui concerne les paliers. Toutes trois donnent des résultats qui sont du même ordre de précision. Les deux dernières méthodes rapprochent nos résultats de ceux de KERISEL.

Par contre, la première semble plus logique puisqu'elle fait intervenir le calcul de la "moyenne des contraintes" dans la zone en grandes déformations sous la pointe du pieu. C'est celle-ci que nous retiendrons dans la pratique.

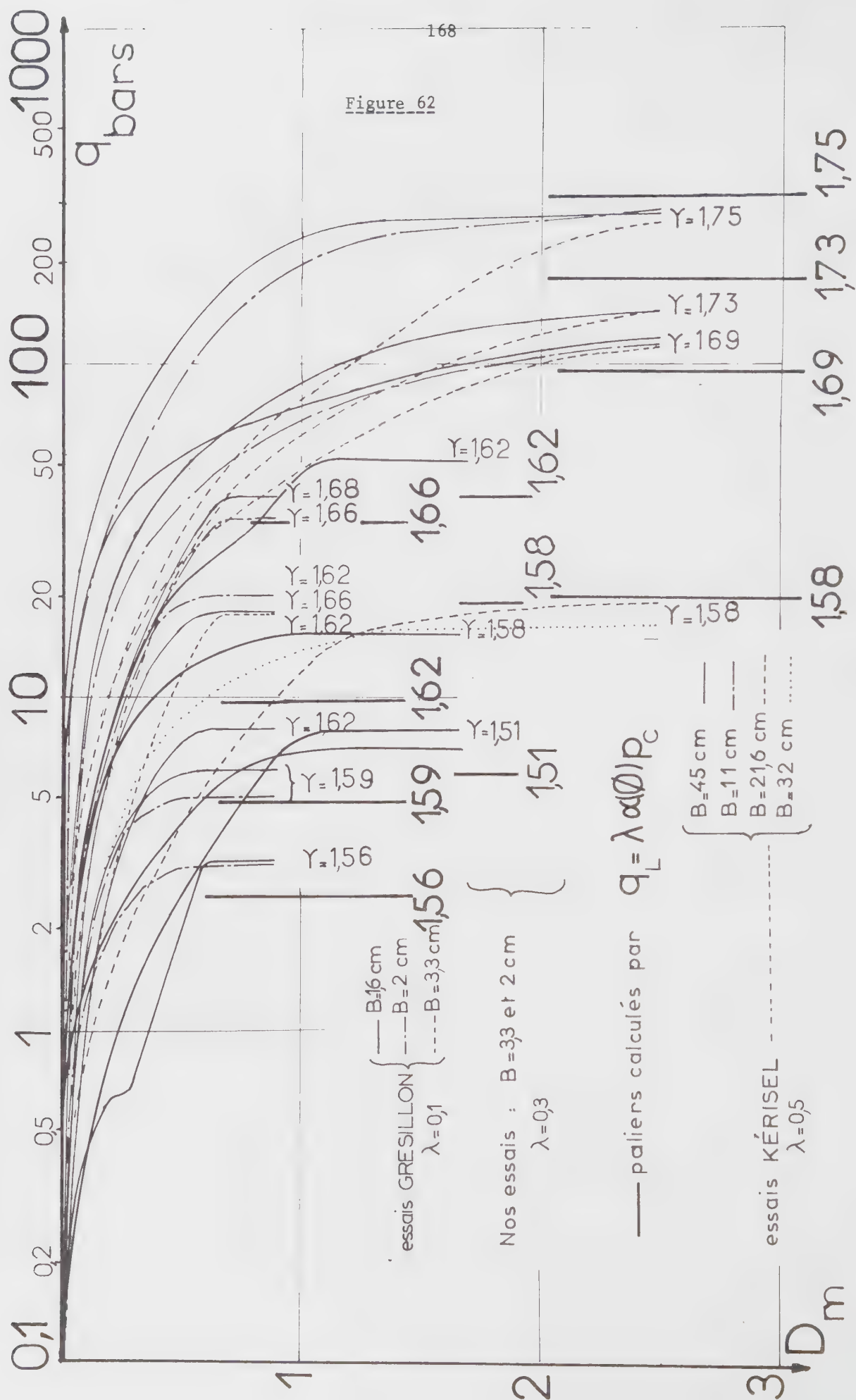


Figure 63

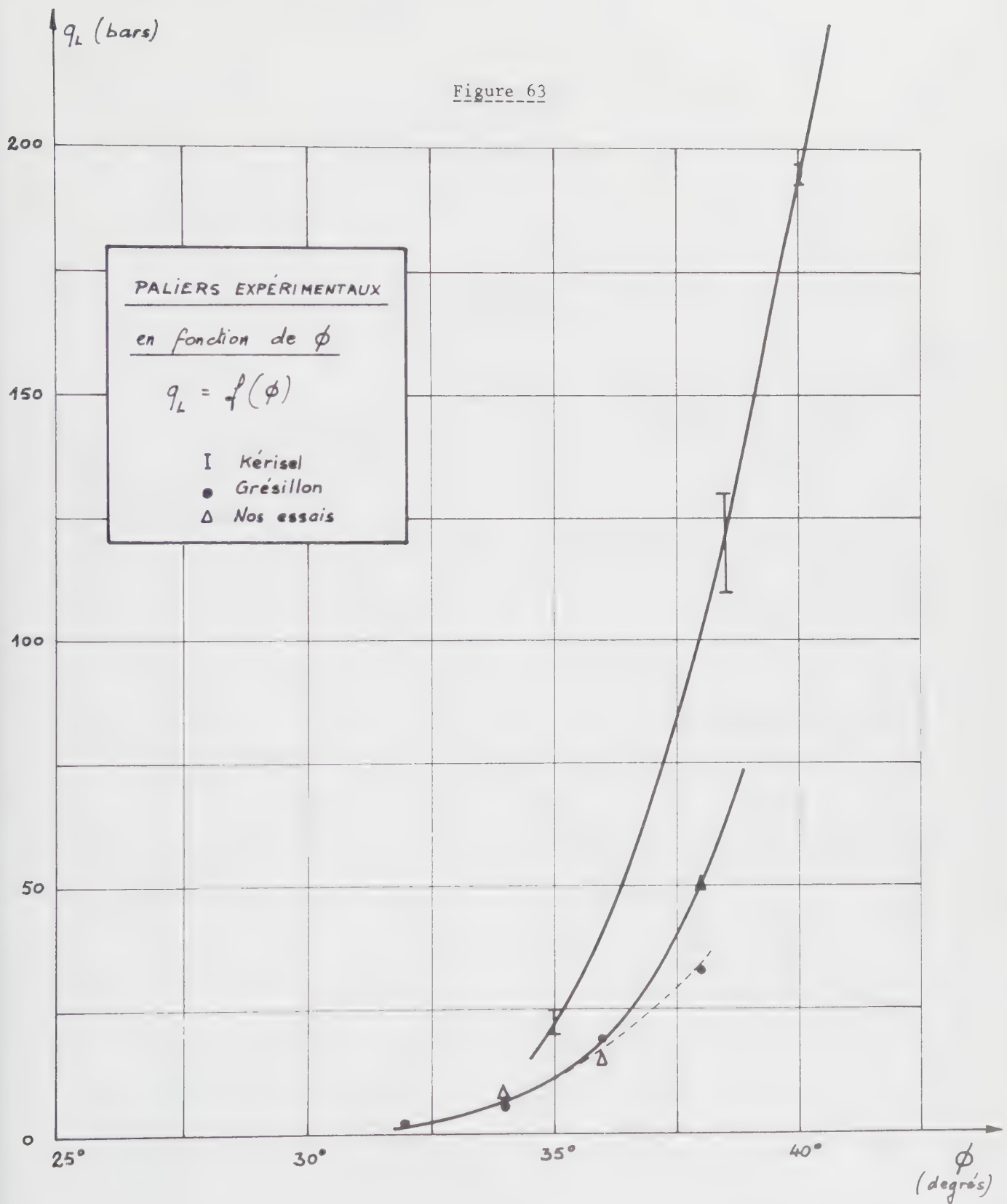
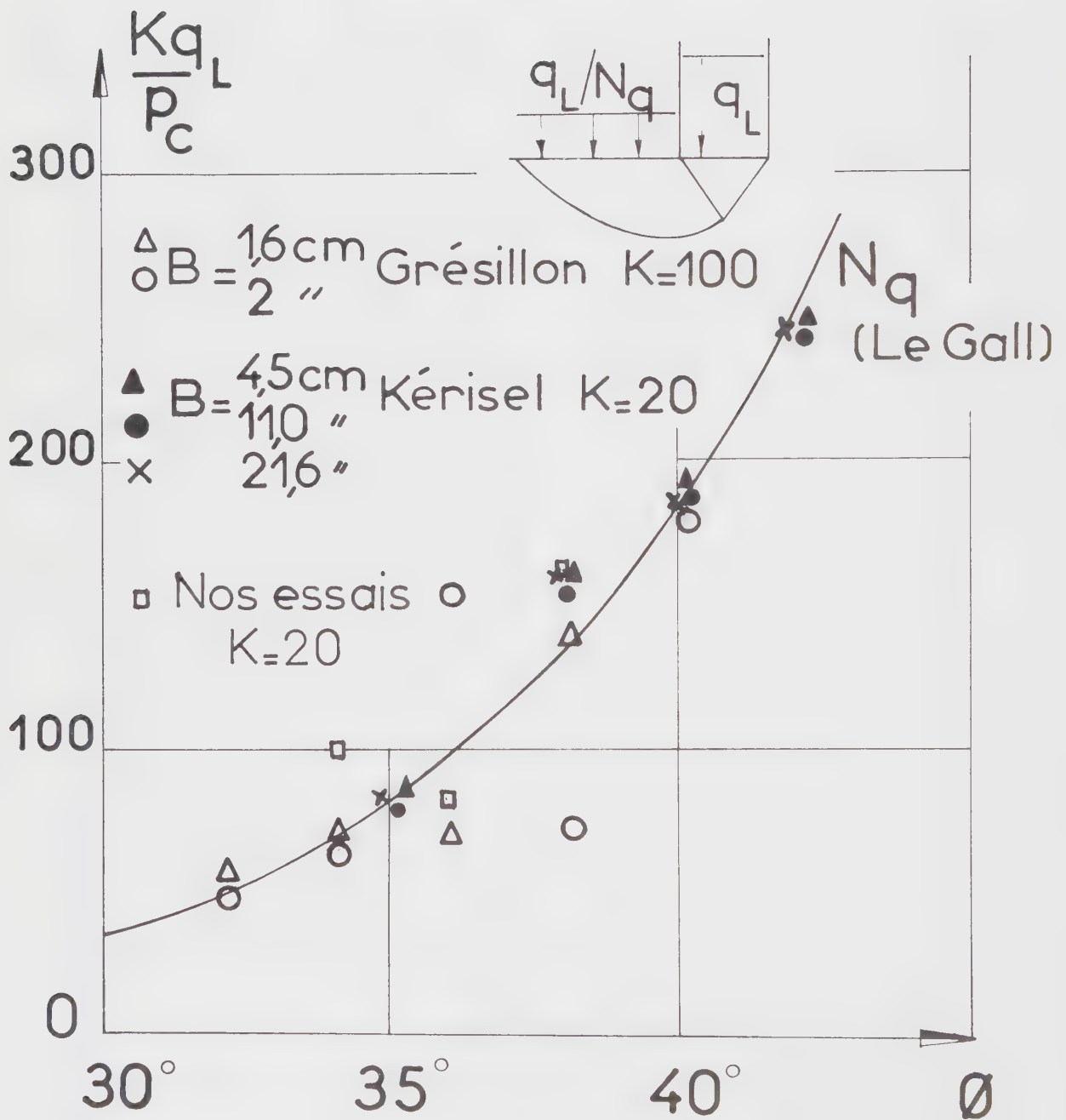


Figure 64



II. FROTTEMENT LATERAL

En milieu pulvérulent, le frottement latéral s'exerçant sur le fût du pieu n'a pas donné lieu pour le moment à des études aussi nombreuses que pour l'effort de pointe. Dans la pratique, on applique généralement l'une des deux méthodes les plus répandues, ou on se fie à des évaluations empiriques. De façon générale, il semble que, beaucoup plus que pour la pointe, la valeur du frottement latéral dépende essentiellement du mode de mise en place du pieu.

II.1 METHODES DE CALCUL

Comme pour l'effort de pointe, nous distinguons les méthodes classiques, proposées pour des enfoncements faibles et moyens, de la méthode que proposée à grande profondeur pour essayer de relier le frottement latéral à la résistance de pointe limite.

II.1.1. FAIBLES ENFONCEMENTS

a) Mise en butée du sol (CAQUOT-KERISEL)

CAQUOT et KERISEL (17) supposent que le chargement du pieu provoque une mise en butée du sol au voisinage du fût. La méthode de calcul dans ces conditions est donc simple : la contrainte de frottement latéral τ le long du pieu à la profondeur z s'exprime par :

$$\tau = K_p \gamma z$$

K_p coefficient de butée (calculé à deux dimensions).

La contrainte de frottement latéral moyenne est donc :

$$\tau_m = \frac{1}{D} \int_0^D K_p \gamma z = \frac{1}{2} K_p \gamma D$$

La force totale de frottement est alors :

$$F = \pi B D \times K \gamma \frac{D}{2}$$

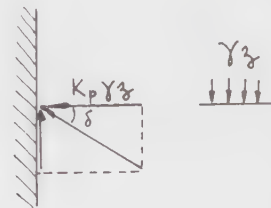


Figure 65

K_p dépend de l'inclinaison des contraintes sur le fût.

CAQUOT et KERISEL recommandent dans la pratique d'effectuer le calcul en prenant pour obliquité :

$$\delta = - 2/3 \phi$$

Cette méthode de calcul s'applique de préférence dans le cas où le mode de mise en place du pieu a une tendance naturelle à repousser le sol : c'est le cas des pieux battus, c'est également le cas des pieux foncés, comme pour nos essais.

b) Méthode de DORR-TERZAGHI

L'approche s'effectue ici en considérant que le frottement sol-pieu est identique à la résistance au glissement d'un solide rigide en contact avec un sol.

On suppose qu'on a un plan de cisaillement le long du fût. La contrainte de frottement latéral à la profondeur z s'écrit :

$$\tau = K_0 \gamma z \operatorname{tg} \phi_a$$

K_0 étant le coefficient des terres au repos

ϕ_a angle de frottement pieu-sol.

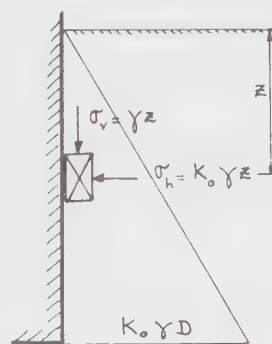


Figure 66

La force totale de frottement latéral devient donc :

$$F = \frac{1}{2} \gamma K_0 \operatorname{tg} \phi_a \cdot \pi B D^2$$

Dans la pratique, on prend en général $K_0 = 0,5$.

Mais, comme l'a remarqué GROSJEAN à Grenoble par ses expériences dans les rouleaux, la valeur du frottement latéral dépend essentiellement du mode de mise en place du pieu, ainsi que de sa forme et de l'état initial du sol en place.

Pour tenir compte de ces paramètres, on remplace souvent dans la pratique le coefficient K_0 par un coefficient K , appelé "coefficient de pression des terres", auquel on donne en gros les valeurs suivantes :

Pieu battu dans un milieu initialement au repos :

$$K \approx 0,7 \text{ à } 3$$

Pieu battu dans un trou de dimension inférieure :

$$K = 0,4 \text{ à } 0,7$$

Pieu battu dans un trou de dimension supérieure :

$$K = 0,1 \text{ à } 0,4$$

En fait, ceci revient à donner à K des valeurs variant entre celles du coefficient de butée et de poussée selon la mise en place. On se ramène donc indirectement à la première méthode.

On recommande de prendre pour angle de frottement pieu-sol, lorsqu'on ne peut pas le déterminer expérimentalement, les valeurs suivantes, exprimées par rapport à l'angle de frottement interne ϕ du sol :

	:	ϕ
Pieux métalliques	:	20°
Pieux en béton	:	$3/4 \phi$
Pieux en bois	:	$2/3 \phi$

II.1.2. GRANDS ENFONCEMENTS : METHODE DE BIAREZ-GRESILLON

BIAREZ et GRESILLON ont tenté de relier la valeur du frottement latéral à celle de la résistance de pointe, lorsque le palier est atteint pour cette dernière. Ils supposent la mise en plasticité du sol autour de la pointe, avec butée sous la base. Le rapport de la contrainte τ de frottement latéral par unité de surface au voisinage de la pointe à la contrainte q en pointe peut s'obtenir en étudiant à deux dimensions l'équilibre du dièdre d'angle $\frac{3\pi}{2}$ formé par la base et la génératrice du fût.

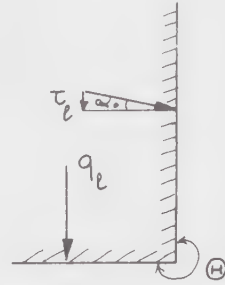


Figure 67

$$\frac{\tau_L}{q_L} = \frac{\cos \alpha_o - \cos \gamma_o \sin \Phi}{1 + \sin \Phi} \frac{1}{e^{(2\pi - \gamma_o + \alpha_o) \tan \Phi}} \times \sin \alpha_o$$

α_o représente l'obliquité des contraintes le long du fût

$$\gamma_o \text{ est défini par } \sin \gamma_o = \frac{\sin \alpha_o}{\sin \Phi}$$

Les courbes représentant $\frac{\tau_L}{q_L}$ en fonction de Φ ont été reportées pour différentes obliquités figure 74.¹

II.2. ETUDE EXPERIMENTALE

II.2.1. ESSAIS KERISEL, GRESILLON

Les essais à grande profondeur que nous avons exposés en première partie comprenaient à la fois des mesures d'effort de pointe et de frottement latéral.

Toutes les courbes présentent, comme pour l'effort de pointe, une limite pour la valeur τ du frottement latéral par unité de surface, aux grandes profondeurs. Au départ, on a par contre une augmentation très forte de τ , suivie d'une diminution progressive jusqu'au palier.

Nous avons reporté sur la figure 74 les valeurs de τ/q_1 pour ces essais. Les essais de KERISEL correspondent au calcul avec une obliquité supérieure à $2/3 \Phi$, ceux de GRESILLON correspondent à une obliquité intermédiaire entre $\Phi/2$ et $\Phi/3$.

II.2.2. NOS ESSAIS

Nous avons mesuré le frottement latéral à la fois pour nos essais à faible profondeur dans la petite cuve et pour ceux à grande profondeur dans la grande cuve. Nous exprimons toujours les résultats en divisant la force totale de frottement par la surface latérale, ce qui équivaut à un frottement latéral moyen par unité de surface.

a) Faibles profondeurs :

Les résultats sont portés figure 68. Les valeurs obtenues pour τ sont en moyenne plus fortes que celles des essais en grande cuve (que nous verrons ci-après), ce qui est normal vu la faible profondeur d'enfoncement. Si on compare les valeurs de τ à 10 cm pour les essais en grande cuve et en petite cuve, on constate qu'ils sont du même ordre de grandeur. La progression qui semble moins rapide pour ces derniers est due en partie à l'effet dû à la dilatation des échelles. Nous avons d'ailleurs tracé figure 68 les droites de butée avec obliquité - Φ pour $\Phi = 38^\circ$ ($\gamma_d = 1,62$) et $\Phi = 40^\circ$ ($\gamma_d = 1,68$). Elles correspondent en gros aux courbes expérimentales.

b) Grandes profondeurs

Les résultats concernant les quatre remplissages de la grande cuve ont été portés figures 69 à 72.

Mis à part les essais au pieu de 8,9 cm pour lesquels l'enfoncement n'est que de 50 cm, tous les essais montrent une augmentation de τ très forte au départ et pratiquement linéaire. Un maximum est observable pour les petits pieux, pour des profondeurs de l'ordre de 10 à 15 cm ; τ diminue ensuite régulièrement pour atteindre une limite constante très nette à partir d'une profondeur de l'ordre de 60 cm. L'allure des courbes est donc tout à fait analogue à celles de KERISEL et GRESILLON.

La profondeur à laquelle se situe le maximum de τ est du même ordre que pour les essais de GRESILLON, mais plus faible que pour ceux de KERISEL (laquelle est relativement imprécise).

La profondeur à partir de laquelle τ reste constant est également la même que chez GRESILLON (50 à 60 cm) mais bien plus faible que chez KERISEL (1 à 2 mètres). Ceci provient vraisemblablement des diamètres de pieu beaucoup plus forts chez KERISEL.

Remarque : Pour le frottement latéral, on n'a pratiquement pas d'influence du fond de la cuve aux grandes profondeurs.

c) Interprétation

α) Départ des courbes

L'augmentation linéaire et forte de τ avec la profondeur semble correspondre à une mise en butée du massif, comme l'a remarqué GRESILLON, et donc au schéma de calcul proposé plus haut au paragraphe II.1.1.a).

Pour comparer nos expériences au calcul, nous avons tracé les droites de butée pour les obliquités $-\bar{\Phi}$ et $-\bar{\Phi}/3$ des contraintes sur le fût, sur les figures 69 à 72.

On remarque que nos courbes correspondent bien aux droites de butée avec obliquité - ϕ , alors que CAQUOT et KERISEL recommandent $-2/3 \phi$.

Il faut toutefois souligner que ces valeurs correspondent à des départs de courbe depuis la surface, et qu'on ne sait pas ce qu'il peut se passer en profondeur. Enfin, nos pieux sont plus petits que les pieux réels.

Le calcul en $\frac{1}{2} K_0 \gamma D \tan \phi$ donne des résultats très faibles pour le départ par rapport à nos expériences et par rapport au calcul avec mise en butée du massif. Nous avons tracé les droites correspondant à $K_0 = 0,5$ sur les figures 69 à 72.

On arrive à ajuster un peu mieux ce calcul en prenant pour valeur du coefficient des terres non par 0,5, valeur habituelle au repos, mais une valeur beaucoup plus forte comme celles indiquées pour le pieu battu. Mais à ce moment là, les valeurs de K correspondent en fait aux valeurs des coefficients de butée et on se ramène à la méthode précédente.

p) Comparaison avec la formule pénétrométrique $\tau = \frac{R_p}{100}$

Dans la pratique, lorsqu'on fait une reconnaissance in-situ, on admet souvent que le frottement latéral unitaire dans les terrains sableux peut être déduit des essais pénétrométriques par la formule empirique simple, indiquée par BUISMAN, MEYERHOF, MOHAN, SANGLERAT, SKEMPTON :

$$\tau = \frac{R_p}{100} = \frac{q}{100} \quad \left(\frac{R_p}{50} \text{ pour D. MOHAN} \right).$$

En vue de tester cette méthode de calcul, nous avons tracé des courbes τ/q en fonction de la profondeur sur la figure 73.

Si cette méthode correspond à une valeur moyenne de τ/q d'après la figure, elle ne semble pas permettre de prévoir de façon satisfaisante la valeur du frottement latéral : aux faibles profondeurs, τ est nettement plus fort, aux grandes profondeurs τ_1/q_1 est très inférieur à 0,01, et la phase intermédiaire est très courte τ/q décroît très rapidement.

Y) Grandes profondeurs :

Nous avons reporté sur la figure 74 nos valeurs trouvées pour le rapport τ_1/q_1 . On voit que nos points correspondent au calcul proposé en prenant pour obliquité une valeur intermédiaire entre $\phi/2$ et $\phi/3$. Nos résultats sont tout à fait semblables à ceux de GRESILLON.

Remarque : On peut noter qu'au départ, les expériences s'ajustent avec un calcul prenant pour obliquité ϕ , alors que pour les paliers, l'obliquité serait plutôt $\phi/2$ ou $\phi/3$.

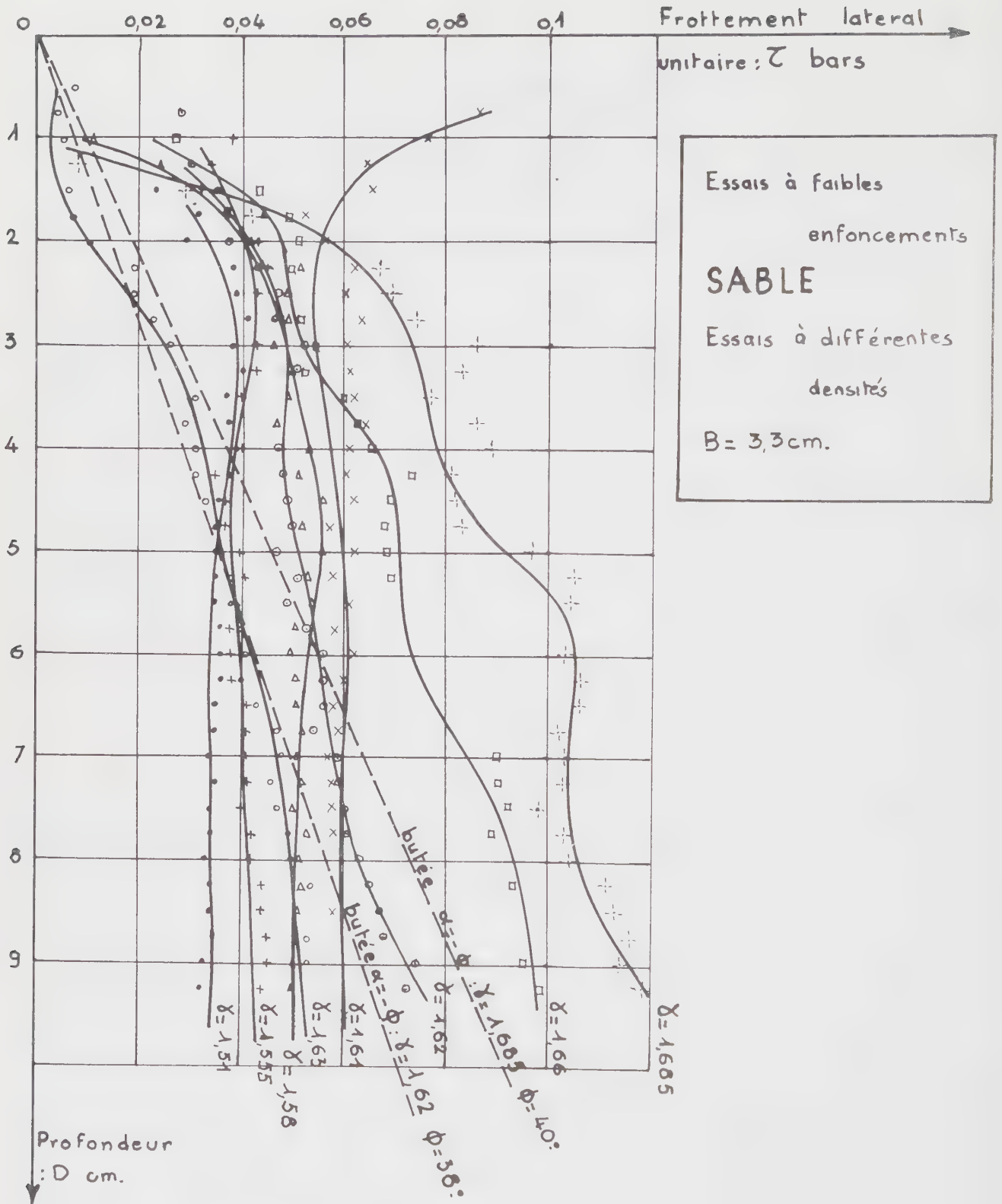


Figure 68

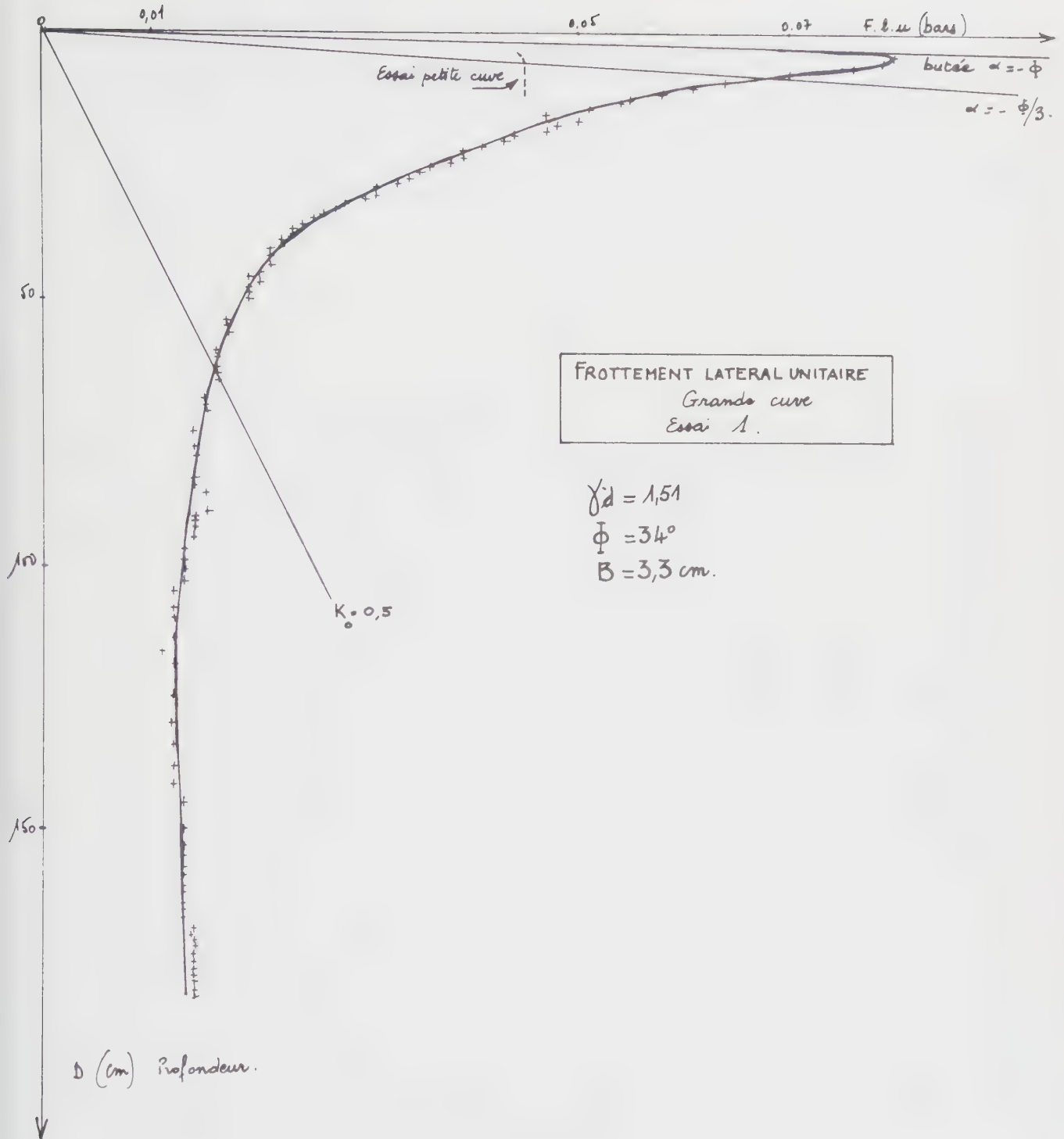


Figure 69

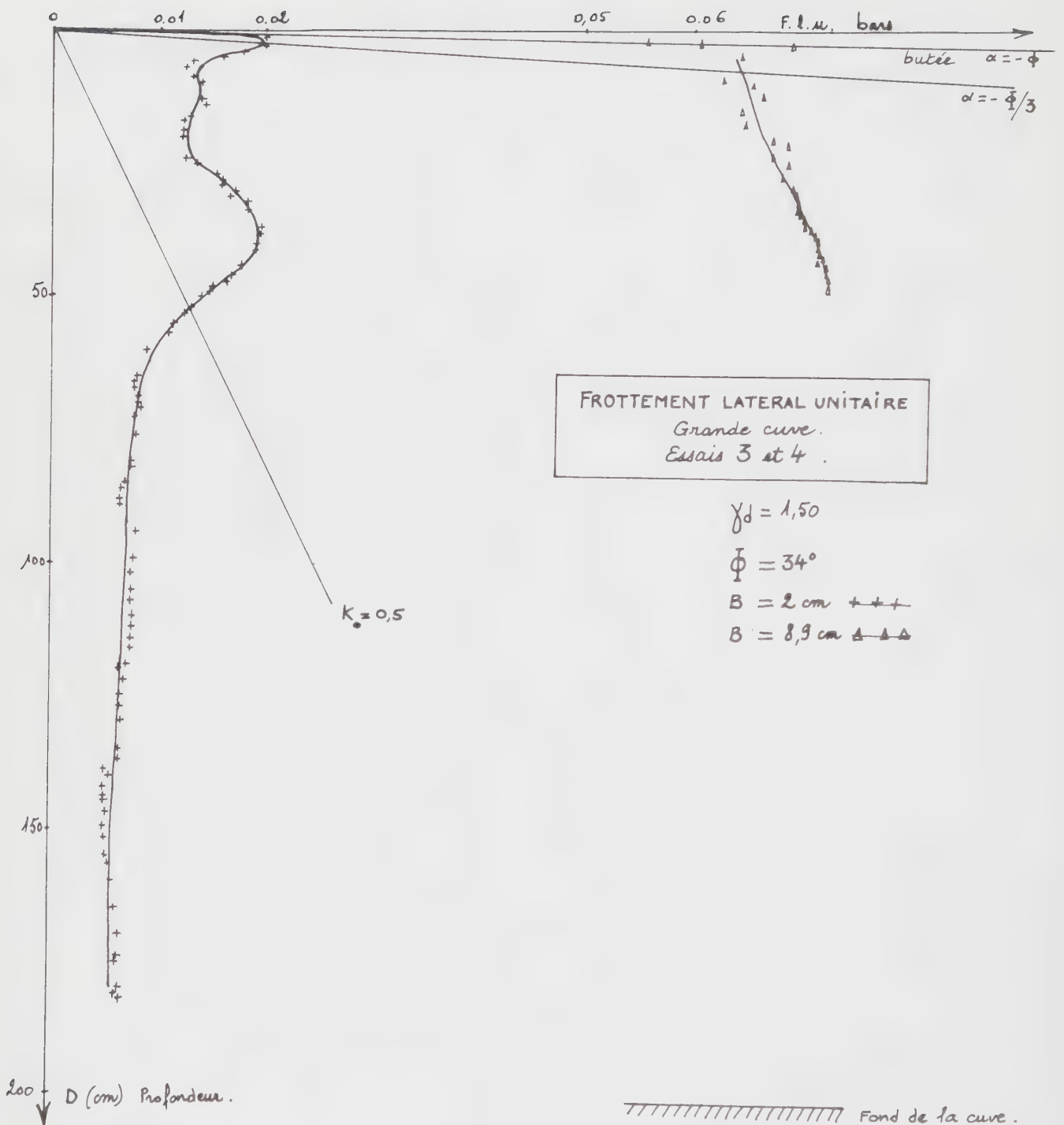


Figure 70

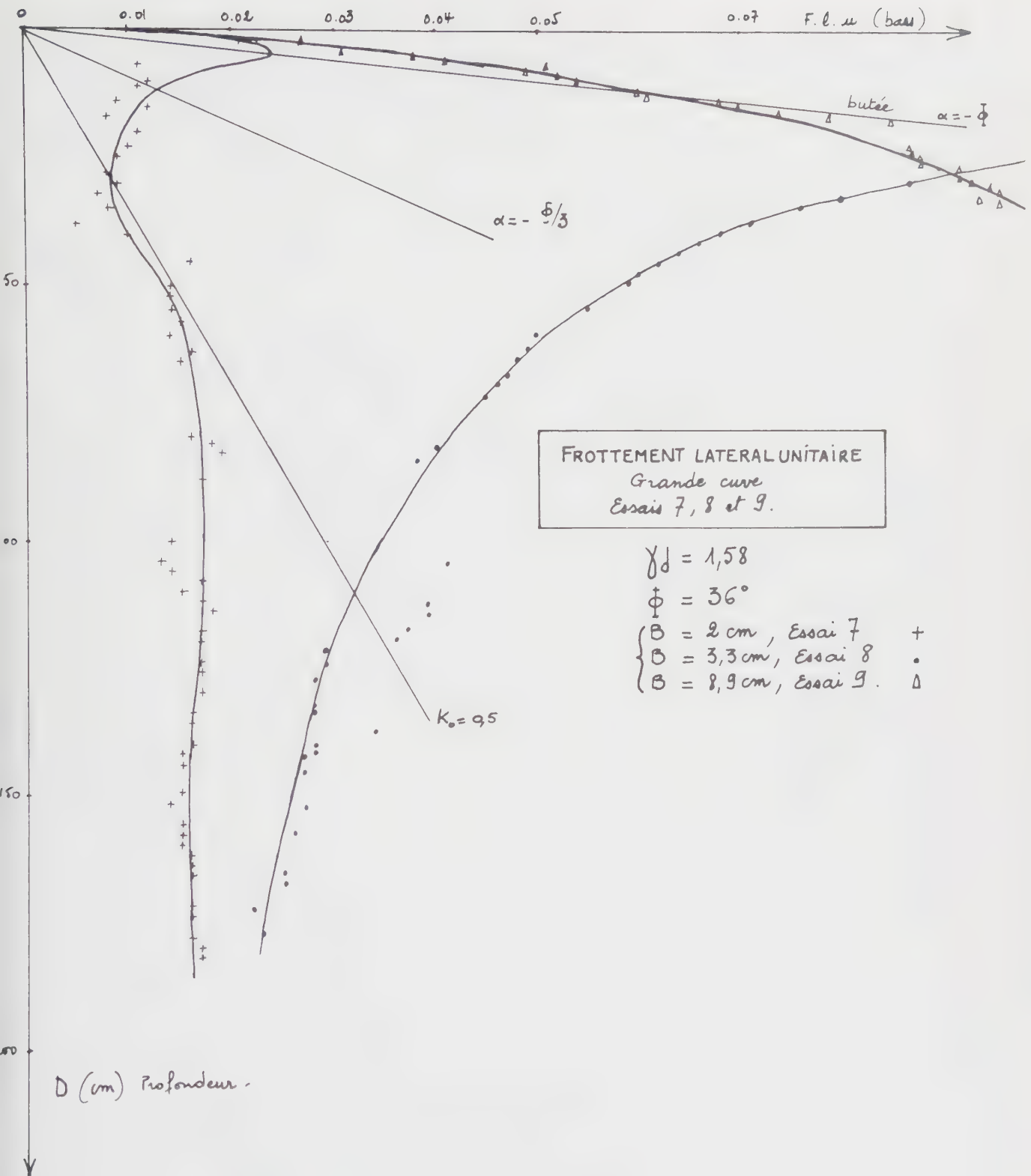


Figure 71

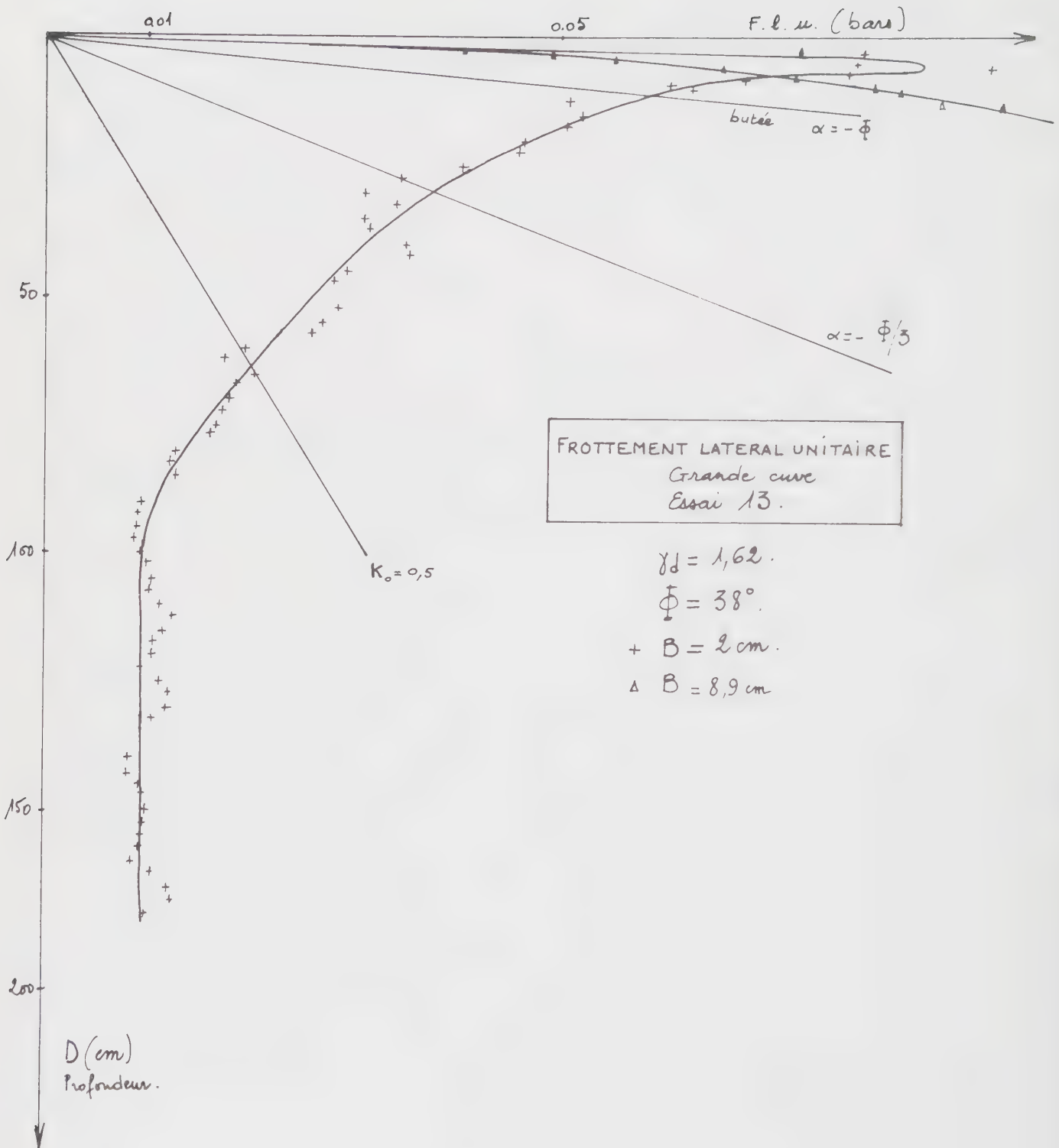
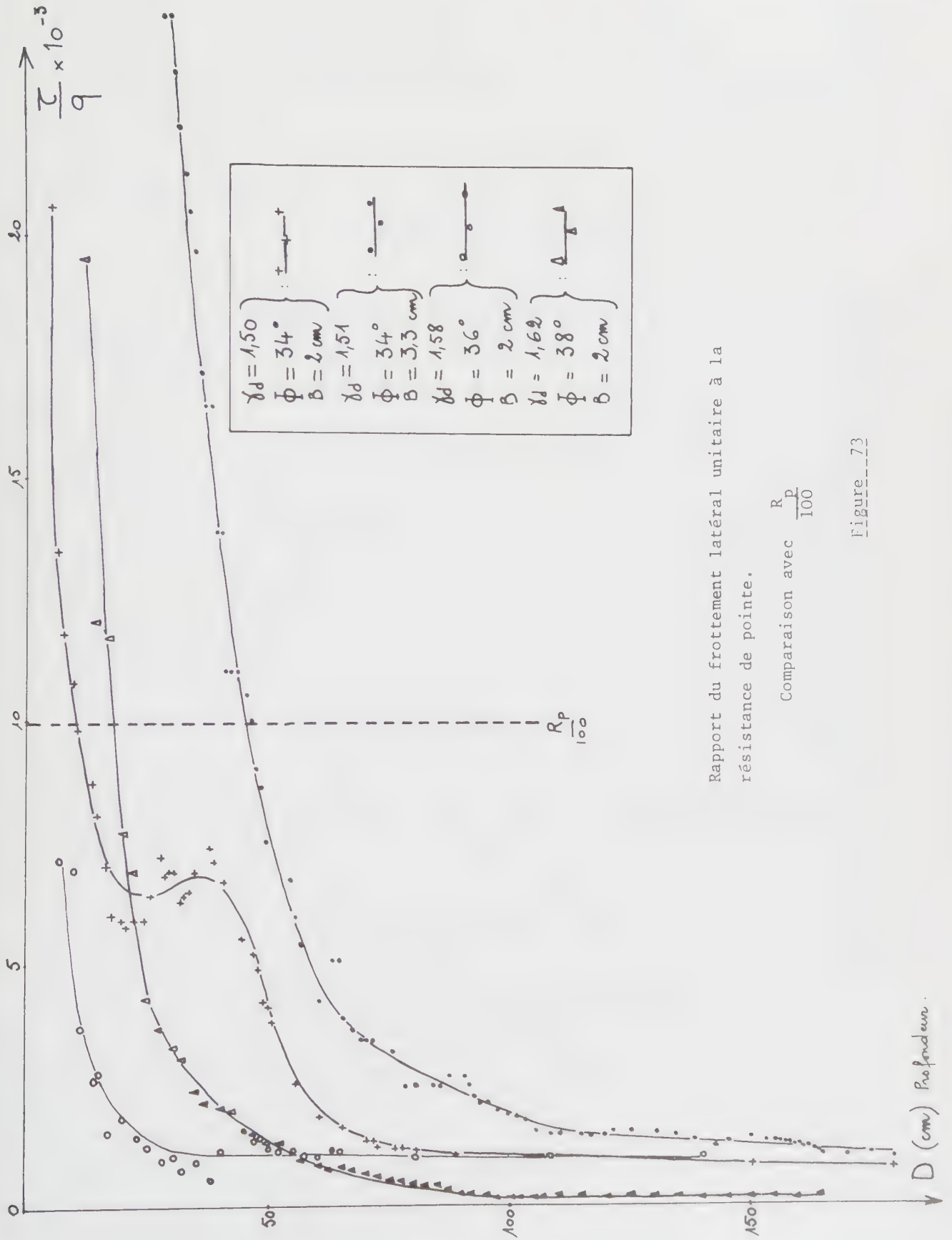


Figure 72



Rapport du frottement latéral unitaire à la
résistance de pointe.

Comparaison avec $\frac{R_p}{100}$

Figure 73

D (cm) Profondeur.

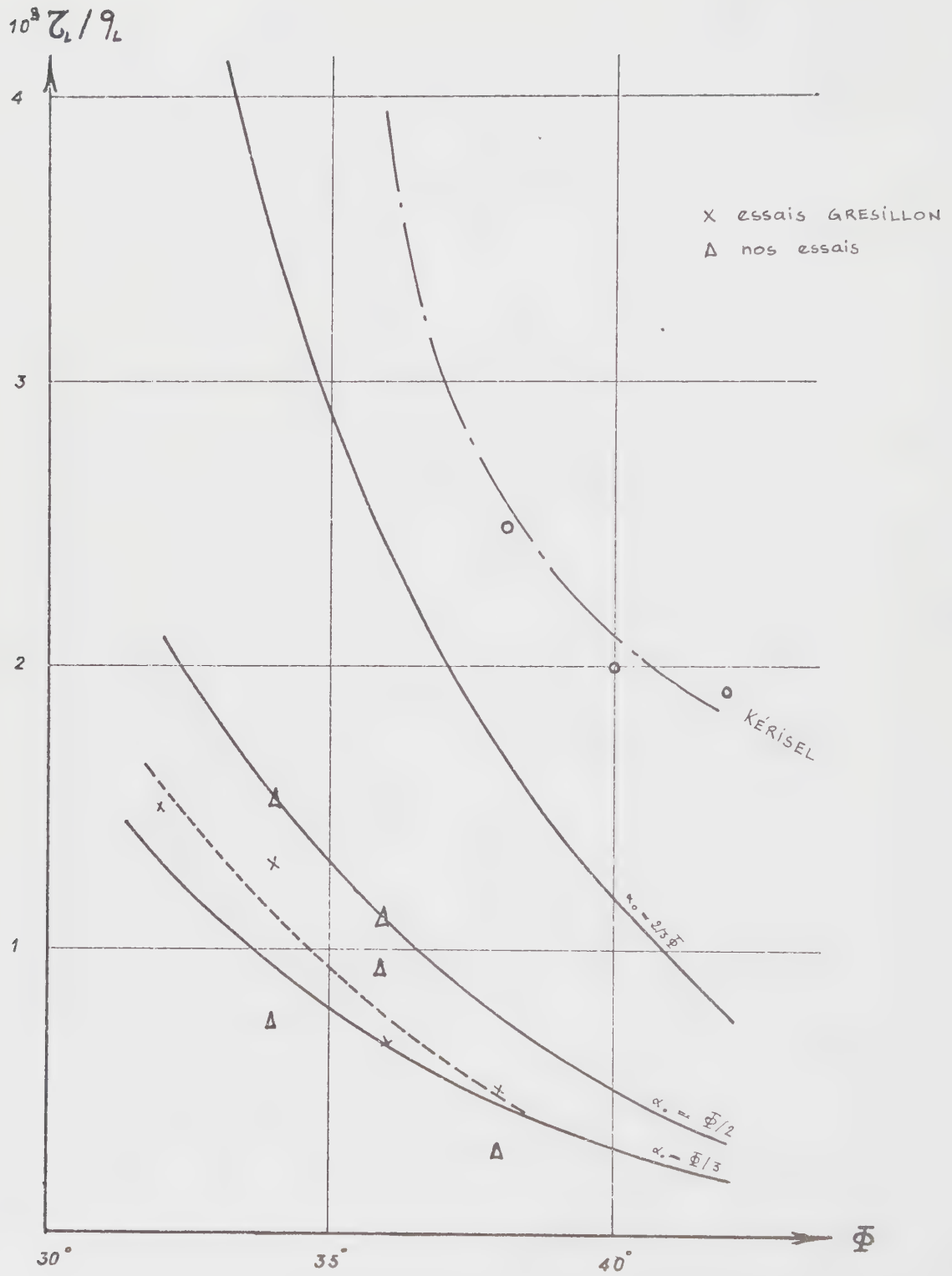


Figure 74 : Evolution du rapport frottement latéral limite - pression limite avec Φ .

III. METHODE PRATIQUE DE CALCUL

Les études expérimentales que nous avons effectuées ont eu pour but de vérifier les schémas de calcul proposés. Nous avons tenté à partir de là, de définir une méthode pratique de calcul de pieu en milieu pulvérulent homogène ou surchargé.

En général, lorsqu'on calcule un pieu, l'expérience du praticien lui permet de fixer à priori une profondeur d'ancrage. Il calcule alors par les méthodes classiques :

- la résistance de pointe à la rupture à cette profondeur, par une formule en $\gamma D N_q (\Phi)$.

En prenant un coefficient de sécurité, il obtient la résistance de pointe admissible.

Toujours pour cette profondeur donnée, il évalue ensuite le frottement latéral.

Si la force portante totale obtenue est insuffisante, on augmente l'ancrage jusqu'à obtenir la force portante désirée.

En réalité, cette méthode présente un danger : on ne tient pas compte de la limite à la force portante de rupture que nous avons étudiée.

Nous proposons donc la méthode de calcul suivante :

- détermination de la force portante limite à la pointe du pieu.
- détermination de l'ancrage nécessaire pour obtenir la force portante admissible.
- pour cet ancrage, évaluation du frottement latéral.

1) Evaluation de q_1 :a) milieu homogène :

On considère que le sol est homogène semi-infini. On utilise dans ce cas la relation :

$$q_1 = \lambda \alpha(\bar{\Phi}) p_c$$

avec $\lambda = 0,3$

$\alpha(\bar{\Phi})$ donné par la figure 33

p_c donné par le diagramme critique du sable $\gamma_c(\sigma_s)$

b) Milieu pulvérulent surchargé :

Il s'agit d'un pieu traversant une couche de propriétés mécaniques négligeables et allant s'ancrer dans une couche de sable sur quelques diamètres. C'est un des cas les plus fréquents de mise en oeuvre de pieu.

Si p_o est la surcharge sur le sable due au poids de l'argile, il faut comparer les deux valeurs suivantes :

$$q_{1_1} = \lambda \alpha(\bar{\Phi}) p_c \quad (\lambda = 0,3)$$

et

$$q_{1_2} = N_q(\bar{\Phi}) p_o \quad (\text{pour } N_q(\bar{\Phi}), \text{ voir figure 50})$$

On prendra pour pression limite la plus grande de ces deux valeurs.

2) Détermination de l'ancrage :

Il sera prudent de choisir une charge admissible sous le pieu inférieure à $\frac{q_1}{2}$.

Pour cette charge, nous sommes dans le domaine d'application du schéma de remontée de cylindre. Dans ce cas, la pression sous la pointe du pieu est déterminée par la formule :

$$q = N_q \left(p_0 + \frac{2 f_1 \sin \phi}{l} D \right) + \gamma D N_q \left(1 + \frac{\sin \phi \cos \phi}{l} D \right) \quad (6)$$

vue p. 82

Le premier terme est nul pour un milieu homogène semi-infini (non surchargé).

Dans le cas général, on peut mettre cette expression sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{q}{\gamma B N_q} = \frac{p_0}{\gamma B} + \frac{D}{B} \left(1 + \frac{\sin \phi \cos \phi}{e^{\frac{\pi}{2} + \phi} \tan \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right)} \frac{D}{B} \right) + \frac{2 f_1 \sin \phi}{e^{\frac{\pi}{2} + \phi} \tan \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) \gamma B} \frac{p_0}{\gamma B}$$

Nous avons construit à partir de cette relation, les abaques figures 75 et 76. A l'aide de ces abaques, on détermine directement la profondeur d'ancrage nécessaire pour obtenir la force portante désirée.

Sur ces courbes, nous avons hachuré la zone inférieure, correspondant à $D/B < 5$. En effet, les essais de DESSAINT, réalisés dans des conditions telles que $N_q p_0 > q_1$, autrement dit qu'avec un ancrage nul, on mobilise tout de suite la force portante limite, nécessitent en réalité un enfoncement de l'ordre de 3 diamètres et parfois 5 pour obtenir q_1 .

Dans la pratique, on n'ancrera pas un pieu à une profondeur inférieure à 5 diamètres si on veut être sûr de mobiliser pleinement la résistance de pointe.

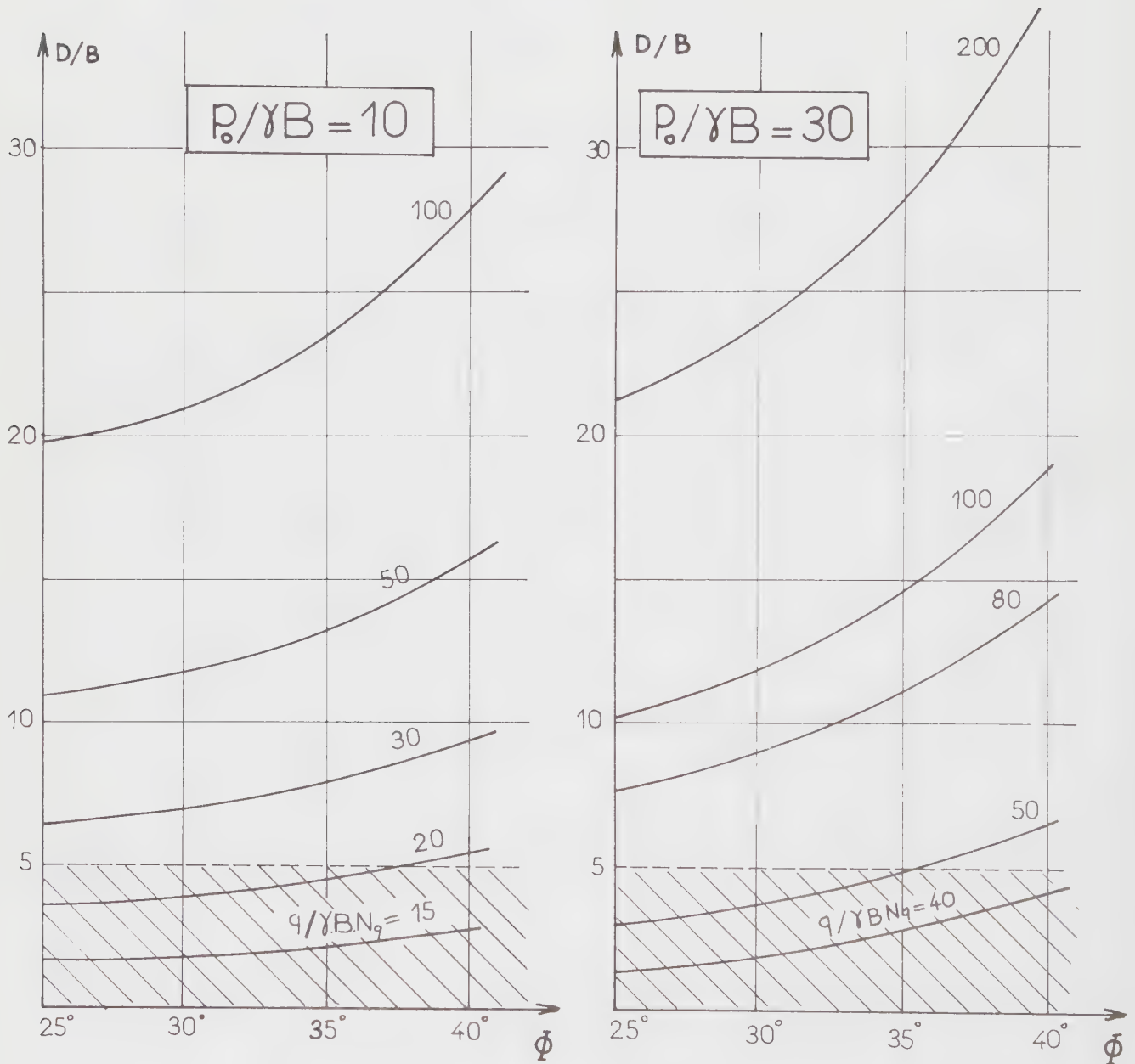


Figure 75 : ABAQUES pour la détermination de l'ancrage.

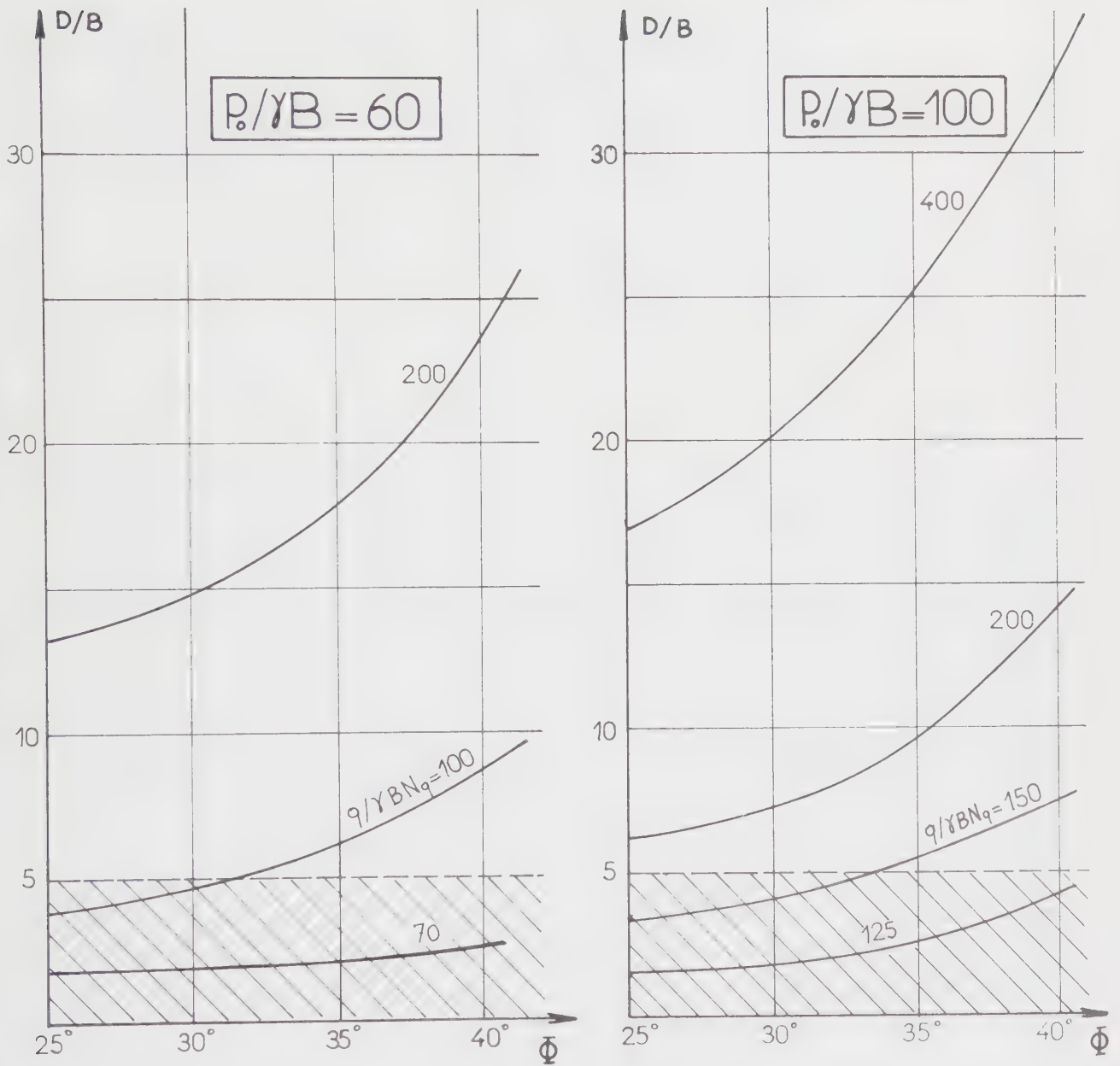


Figure 76 : ABAQUES pour la détermination de l'ancrage.

3) Evaluation du frottement latéral :

Nos essais à grandes profondeurs nous permettent de proposer un calcul de la valeur limite du frottement latéral, qui représente en fait le minimum sur lequel on peut compter. On utilisera donc l'abaque figure 74 page 186. L'obliquité à choisir dépend de l'état de surface du pieu et du mode de mise en place.

On prendra $\frac{\phi}{3} < \delta < \frac{\phi}{2}$ pour les pieux métalliques

et $\delta = \frac{\phi}{2}$ pour un pieu en béton.

Notons que le frottement latéral ainsi obtenu est probablement trop pessimiste.

La validité du schéma de butée a été établie sur les premiers centimètres de nos enfoncements. Ce phénomène n'a pas été vérifié pour les pieux moulés.

CHAPITRE II

MILIEU COHERENT

Le comportement du pieu en milieu cohérent, s'il semble plus simple d'un point de vue théorique, apporte par contre beaucoup de problèmes d'un point de vue pratique. En effet, les paramètres qui interviennent dans le calcul sont variables dans le temps après la mise en place du pieu. On donne donc une place beaucoup plus importante à l'évaluation semi-empirique de la portance.

De façon générale, contrairement à ce qui se passe pour les sables, c'est souvent la part due au frottement latéral qui est prépondérante dans l'argile (80 à 90 % de l'effort total pour les pieux battus). Ce dernier doit donc être déterminé de façon relativement précise.

Enfin, un des problèmes très importants en milieu cohérent est celui du tassement. Dans le sable, il peut souvent être négligé car la plupart du temps, la couche dans laquelle s'ancre le pieu est une couche rigide. Le danger est alors celui d'un frottement négatif. Pour un pieu "flottant" dans l'argile par contre, la détermination du tassement sous la charge admissible, effectuée au moyen d'une des méthodes exposées dans la première partie, est pratiquement indispensable.

Nous nous bornons ici à rappeler les méthodes classiques de calcul en milieu cohérent, avant d'exposer les essais que nous avons effectués.

I. EFFORT DE POINTE

I.1 METHODES DE CALCUL

La formule de force portante de la base d'une fondation superficielle devient en milieu cohérent, pour $\Phi = 0$

$$q = \gamma D + C N_c$$

pour une semelle filante

car les facteurs de force portante N_γ et N_q sont respectivement égaux à zéro et 1.

Pour une fondation circulaire, TERZAGHI indique :

$$q = \gamma D + 1,3 C N_c$$

La détermination du coefficient N_c se fait par l'application de la théorie de la plasticité en milieu non pesant et non chargé.

De plus, on considère souvent que la densité du sol est voisine de la densité du pieu. Dans ce cas, γD représente la pression due au poids propre du pieu. La résistance de pointe est alors uniquement le terme $C N_c$.

I.1.1. FAIBLES PROFONDEURS

a) Calcul à deux dimensions

. PRANDTL. En milieu cohérent, les lignes de glissement deviennent des cercles. Le calcul à deux dimensions de PRANDTL indique :

$$N_c = \pi + 2 = 5,14.$$

. TERZAGHI indique également

$N_c = \pi + 2 = 5,14$, mais seulement pour une base lisse.

Pour une base rugueuse, il indique :

$$N_c = \frac{3\pi}{2} + 1 = 5,71$$

b) Calculs à trois dimensions

. TERZAGHI indique simplement un coefficient de forme à trois dimensions pour les fondations circulaires, égal à 1,3. On a donc :

$$N_c = 1,3 \times 5,14 = 6,69 \text{ pour une base lisse}$$

$$N_c = 1,3 \times 5,71 = 7,41 \text{ pour une base rugueuse.}$$

. MEYERHOF a effectué un calcul avec le schéma en cercles de glissement en coordonnées cylindriques. Il obtient :

$$N_c = \pi + 3 = 6,14 \text{ pour une base lisse}$$

$$N_c = \frac{3\pi}{2} + 2 = 6,71 \text{ pour une base rugueuse.}$$

. LE GALL trouve par le calcul du coin minimum en axisymétrie une valeur de N_c beaucoup plus forte, égale à 8,25.

I.1.2. GRANDES PROFONDEURS

a) Calcul à deux dimensions

. MEYERHOF étend aux argiles la théorie qu'il a développé pour les sables, avec lignes de glissement qui se retournent sur le fût. Il distingue deux cas, suivant que la paroi du fût est lisse ou rugueuse (figure 77).

. Paroi lisse $N_c = 2\pi + 2 = 8,28$

. Paroi rugueuse $N_c = 8,85$

La profondeur relative pour laquelle N_c atteint sa valeur maximum est :

$D/B = 2$ pour la paroi lisse

$D/B = \sqrt{2}$ pour la paroi rugueuse

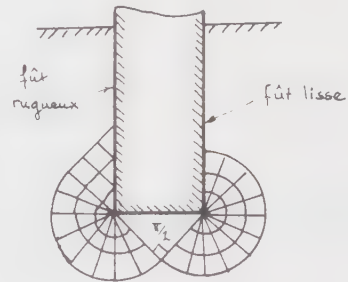


Figure 77

b) Calcul à trois dimensions

α). Le schéma de MEYERHOF en coordonnées cylindriques donne pour un pieu circulaire, à partir de D/B environ égal à 2 :

$N_c = 9,34$ pour un fût lisse

$N_c = 9,74$ pour un fût rugueux.

β) Théorie de BISHOP, HILL et MOTT

Le calcul de ces auteurs concernant la pénétration d'un poinçon dans un milieu élasto-plastique par analogie avec l'expansion d'une cavité sphérique peut s'appliquer en milieu pulvérulent (vu au premier chapitre) et en milieu cohérent. Dans ce dernier cas, la pression nécessaire à l'expansion indéfinie de la cavité s'exprime sous la forme :

$$q_a = \frac{4}{3} c \left[\text{Log} \frac{E_0}{3c} + 1 \right]$$

E_0 module d'élasticité de l'argile avant l'expansion de la cavité (3 fois le module d'YOUNG).

d'où un coefficient N_c :

$$N_c = \frac{4}{3} \left[\text{Log } \frac{E_o}{3c} + 1 \right]$$

D'après les valeurs expérimentales du rapport $\frac{E_o}{c}$, N_c varie entre 7 et 9.

On voit donc au bilan que tous les calculs à grande profondeur indiquent une valeur moyenne de N_c aux alentours de 9. C'est la valeur couramment admise dans la pratique.

I.2 ETUDES EXPERIMENTALES

I.2.1. ESSAIS DE MEYERHOF et SKEMPTON

Les essais effectués par MEYERHOF, ainsi que par SKEMPTON en 1951 ont eu pour but la vérification de l'augmentation de N_c avec la profondeur. Ce sont des essais de pieux foncés dans l'argile ou de pieux de diverses formes chargés à l'intérieur d'un trou foré. Tous ces essais ont confirmé la valeur de 9 pour le coefficient N_c à grande profondeur et pour une fondation circulaire. SKEMPTON trouve pour une semelle filante un coefficient de 7,5.

D'autres essais de pieux forés dans l'argile ont été effectués par RODIN et TOMLINSON (51) qui confirment également la valeur de 9.

I.2.2. NOS ESSAIS

Le but de nos essais d'enfoncement dans l'argile en ce qui concerne la pointe était de vérifier la valeur et la constance du coefficient N_c aux grandes profondeurs, ainsi que la détermination de la profondeur à partir de laquelle N_c devenait constant.

1) Dispositif expérimental

Nous avons effectué l'enfoncement de petits pieux de 2 et 3,3 cm dans une cuve d'argile de 35 cm de haut et de 40 cm de diamètre. Cette cuve est posée sur le plateau d'une presse. Le dispositif de mesure est celui de la photo 1, le même que pour les essais à faible profondeur dans les sables. Il permet la séparation de l'effort de pointe et du frottement latéral.

Le montage sur la presse nous a permis d'avoir une vitesse d'enfoncement constante. On peut également étudier l'influence de cette vitesse. Un premier montage a été effectué sur une presse de 10 cm de course (vitesses utilisées : 1 cm/mn, 3,3 cm/mn et 0,1 cm/mn).

Pour nous permettre des enfoncements plus profonds, nous avons ensuite effectué le montage sur une presse de 20 cm de course, avec une vitesse de 0,6 cm/mn.

2) Matériau utilisé

Nous avons utilisé l'Argile d'Eybens, dont les propriétés sont bien connues au Laboratoire. Ses caractéristiques sont les suivantes :

Densité à saturation : 1,9

Limite de liquidité : $W_l = 35 \%$

Limite de plasticité : $W_p = 20 \%$

Teneur en eau de saturation : $W_{sat} \approx 30 \%$

Nous indiquons figure 78 la variation de la cohésion non drainée en fonction de la teneur en eau mesurée au scissomètre pour cette argile.

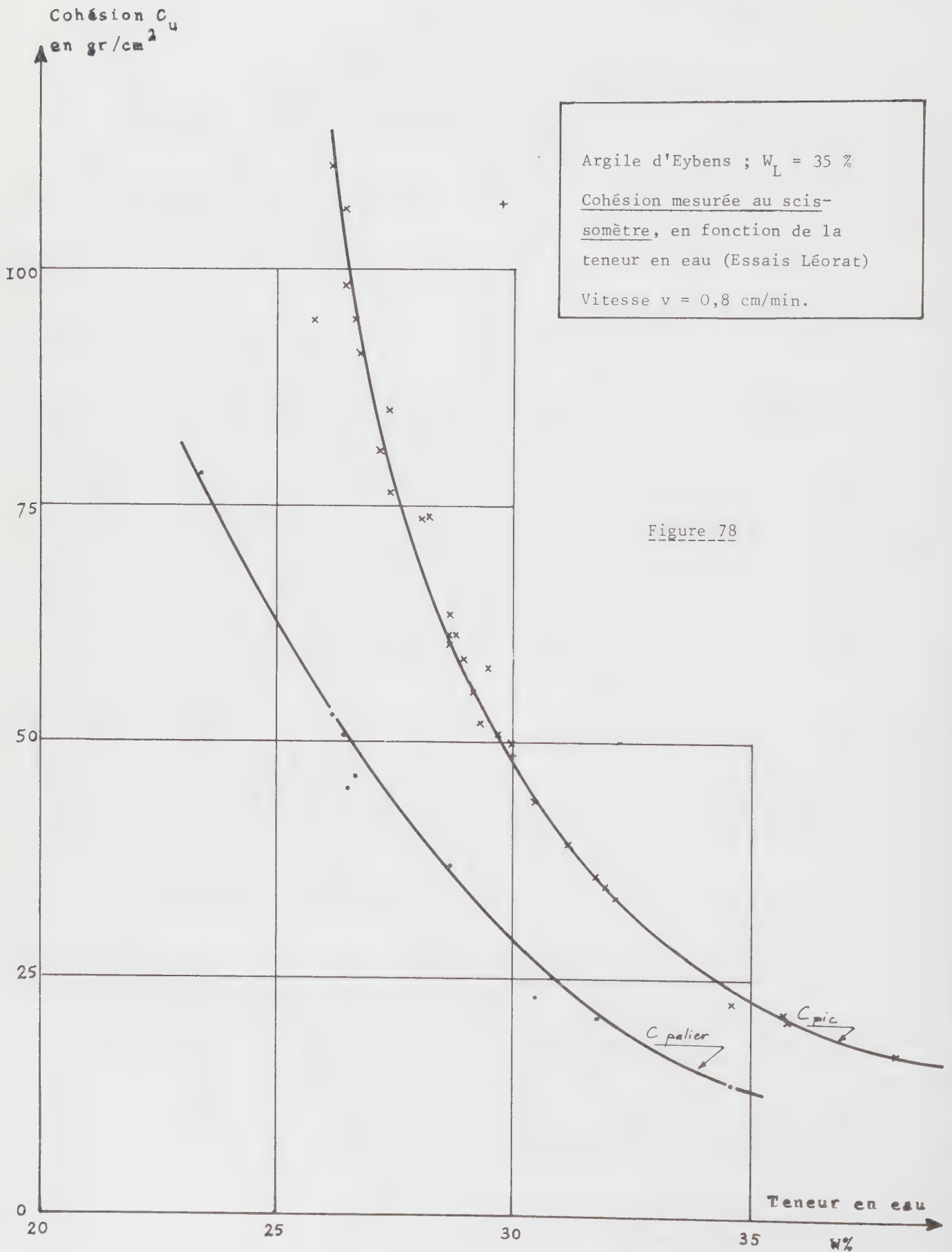
3) Les essais

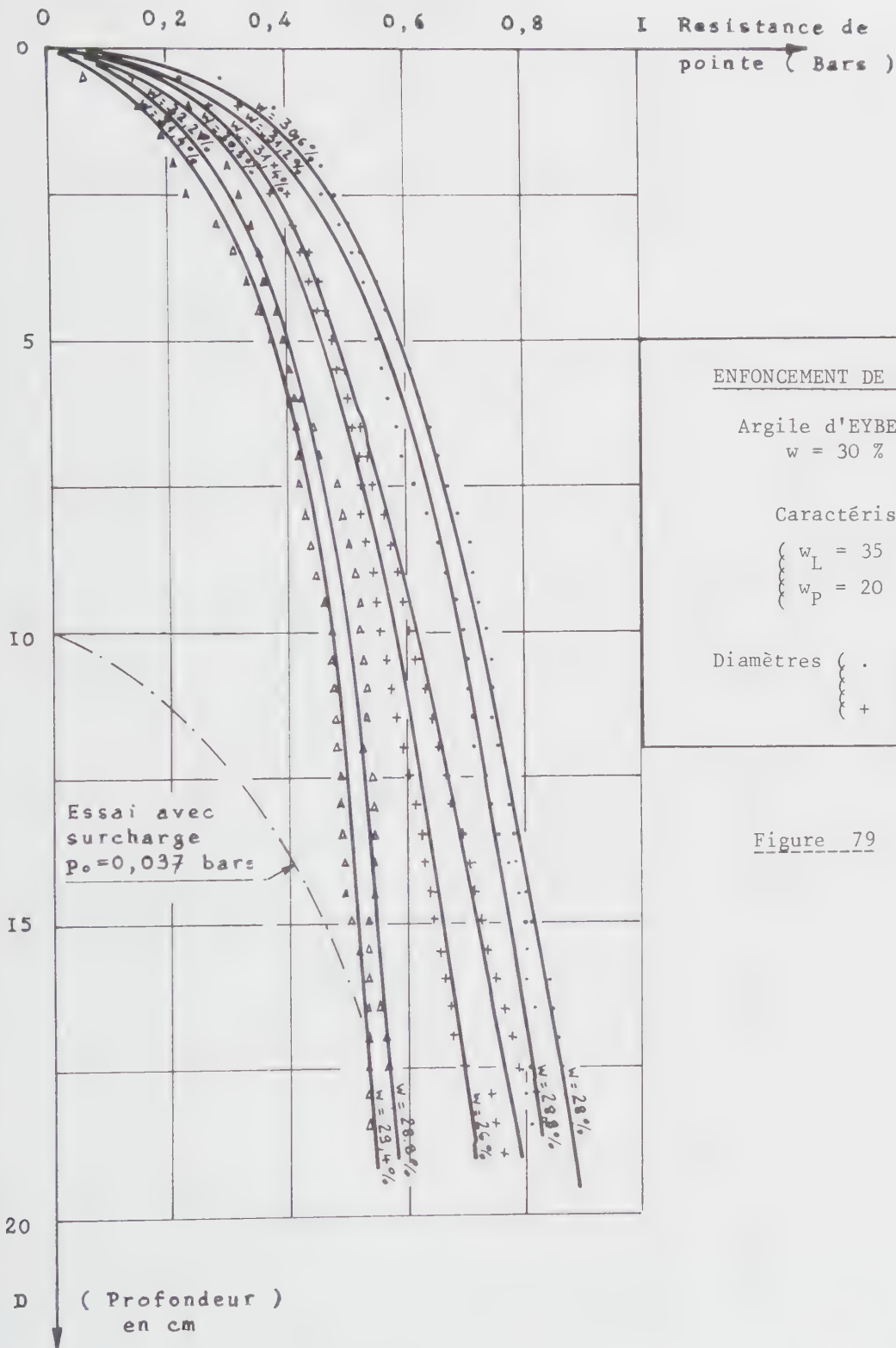
La première campagne d'essais, à 10 cm de profondeur donnait des résultats très dispersés, ceci vraisemblablement du fait d'une mauvaise séparation entre l'effort de pointe et le frottement latéral.

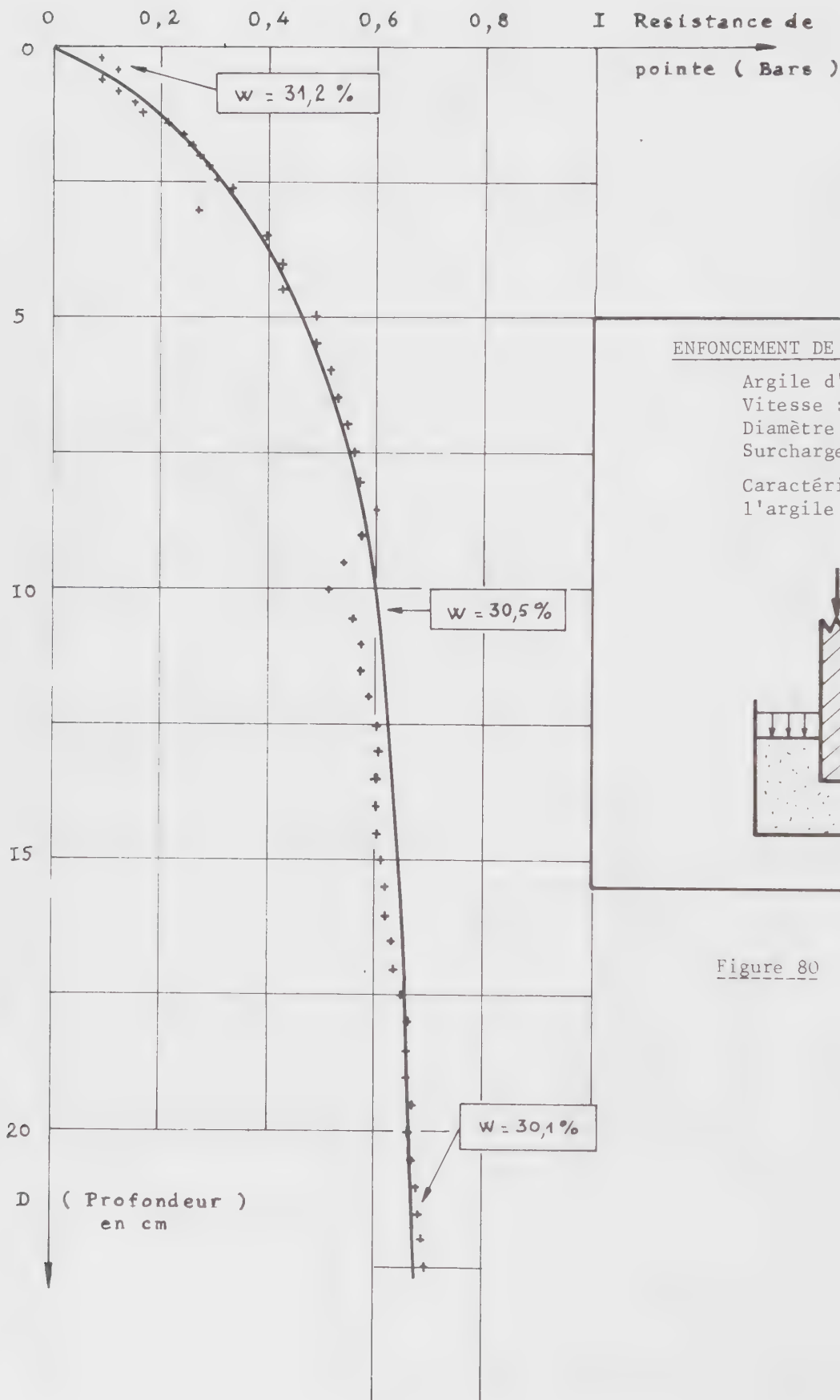
La deuxième série, à 20 cm de profondeur, a donné des résultats plus satisfaisants. Nous les avons regroupés figure 79 pour l'effort de pointe.

La figure 80 représente un essai effectué en surchargeant l'argile avec une pression d'air, de l'ordre de 0,037 bars, destinée à simuler une profondeur de sol d'environ 20 cm.

Tous les essais ont été effectués à une teneur en eau w la plus voisine possible de la teneur en eau de saturation. Après chaque essai, nous avons fait un prélèvement en surface et en profondeur pour contrôler w .







ENFONCEMENT DE PETITS PIEUX

Argile d'EYBENS

Vitesse : 6mm/mm

Diamètre : $B = 3,3$ cm

Surcharge : $p_o = 0,037$ bars

Caractéristiques de

l'argile : $w_l = 35 \%$

$w_p = 20 \%$

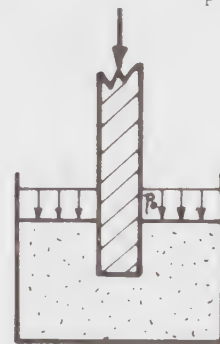


Figure 80

4) Interprétation

Contrairement à ce que nous attendions, nous n'avons pas observé de palier très net pour la résistance de pointe, et ceci pour presque tous nos essais. Nous avons plutôt observé une augmentation pratiquement linéaire de celle-ci à partir de quelques centimètres d'enfoncement, avec une légère concavité vers le bas, vers les grands enfoncements. La pente de ces droites étant toujours supérieure à celle de la droite γ_D , nous avons cherché une autre explication au phénomène.

On observe tout d'abord que la teneur en eau de l'argile en surface est toujours légèrement supérieure à celle en profondeur. Ceci est vraisemblablement dû à une remontée de l'eau par capillarité vers la surface. Par conséquent, on a en profondeur une cohésion légèrement plus forte que celle en surface, ce qui pourrait expliquer l'augmentation de résistance de pointe. Nous avons évalué l'augmentation de cohésion correspondant à la diminution de la teneur en eau à partir de la figure 78. Nous avons alors constaté que l'augmentation de résistance de pointe due à ce facteur est plus faible que celle observée. Elle pourrait néanmoins expliquer la dispersion entre les différentes courbes.

Interprétation à partir d'une remontée de cylindre

Nous avons tenté de donner une explication à cette partie linéaire des courbes efforts de pointe-enfoncements en étendant à l'argile le schéma de remontée de cylindre proposé en milieu pulvérulent pour les moyennes profondeurs. Expérimentalement, nous justifions ce calcul du fait que nous avons observé autour du pieu des petites fissures concentriques qui peuvent ne pas être seulement des fissures de traction.

Accroissement de contrainte verticale sur BC :

$$\Delta \sigma = \frac{\pi B D_c (3 + \alpha)}{\pi \left(\frac{3B}{2}\right)^2 - \pi \frac{B^2}{4}}$$

$$\Delta \sigma = c \frac{(3 + \alpha)}{2} \frac{D}{B}$$

La résistance de pointe s'exprime donc sous la forme :

$$Q = \gamma D + c \frac{(3 + \alpha)}{2} \frac{D}{B} + C N_c \quad (17)$$

Elle augmente bien linéairement avec la profondeur.

Nous avons comparé les pentes expérimentales de nos courbes et les pentes calculées par cette formule. La pente théorique s'écrit :

$$\frac{d q}{\gamma d D} = 1 + \frac{3 + \alpha}{2} \frac{c}{\gamma B}$$

Nous avons pris pour α la valeur du coefficient d'adhérence sol pieu mesurée au frottement latéral, soit 0,5, et pour c la valeur de la cohésion correspondant à la teneur en eau de l'essai déterminée par la courbe de la figure 78. Les résultats ont été portés dans le tableau suivant (tableau 18) :

Teneur en eau de l'essai	c g/cm ² vanetest	N c	Pente exptale	Pente calculée	Rapport exptale/calc.
30,5 %	44	8	13,4	13	1,03
30,6 %	43,5	8,7	20	26,2	0,77
31,2 %	39,5	10,1	13,4	24,2	0,55
32,2 %	33	8,3	15,8	16,1	0,98
31,4 %	36	4,2	12,6	15,8	0,80
31,4 %	36	9,2	15,2	11,4	1,3

La concordance est assez bonne. Il est donc vraisemblable qu'un schéma du type remontée de cylindre puisse se produire dans l'argile aux moyennes profondeurs, comme dans le sable.

Il faut noter néanmoins que nos résultats peuvent être fortement influencés par la rapide variation de cohésion avec la teneur en eau.

Valeur de N_c

L'ordonnée à l'origine de nos droites nous donne un coefficient N_c dont la valeur moyenne est 8,5. Elle correspond en fait à une valeur intermédiaire entre ce qu'on aurait pu mesurer pour des essais en surface et le N_c à grande profondeur. Elle est néanmoins forte pour une ordonnée à l'origine par rapport aux valeurs habituelles qui correspondent à des paliers.

Essai avec surcharge

L'essai avec surcharge a un départ tout à fait analogue à celui des essais sans surcharge. Ceci est normal puisque la capote en caoutchouc absorbe les déformations de la surface de l'argile. La surcharge ne représente pas exactement une surcharge de sol et l'essai ne peut pas être considéré comme l'équivalent d'un pieu moulé. Néanmoins, on observe une forte diminution de la pente de la tangente et la courbe, et il semble qu'on s'approche d'une valeur limite aux alentours de 0,7 bars. Il semble donc qu'aux grandes profondeurs, la remontée de cylindre ne se fait plus et on tend vers un palier correspondant au schéma classique avec lignes de glissement se refermant sur le fût.

Remarque : La cohésion ayant une valeur d'environ 50 g/cm^2 , le palier se produit pour :

$$q = 0,7 - 0,037 = 0,66 \text{ bars}$$

soit :

$$c = \frac{9}{13} \text{ valeur souvent employée par les Hollandais.}$$

II FROTTEMENT LATÉRAL

II.1 METHODE DE CALCUL

Le calcul du frottement latéral pour un pieu en milieu cohérent est le même pour tous les auteurs.

Pour CAQUOT, on considère le milieu non pesant et soumis à une pression $c \cot \phi$ sur la surface libre et le long du fût. En écrivant l'équilibre du massif, on trouve la contrainte de frottement latéral :

$$\tau = c (1 + \sin \phi) e^{(\pi/2 + \phi) \tan \phi}$$

Pour $\phi = 0$, on a $\tau = c$. La contrainte de frottement latéral est uniforme. Le frottement moyen par unité de surface est donc égal à c .

Pour TERZAGHI, qui considère qu'on a un plan de cisaillement au niveau du fût, le frottement pieu-sol a pour valeur maximum celle de la cohésion, et jamais plus.

Dans la pratique, le rapport α du frottement latéral unitaire à la cohésion n'est pratiquement jamais égal à 1, car l'adhérence du pieu à l'argile n'est jamais parfaite. Sa valeur dépend de la nature du pieu, de son mode de mise en place, et aussi de la nature de l'argile. Il ne peut être déterminé que de façon empirique. Le frottement latéral total le long du pieu à la profondeur D est alors :

$$F = \pi B D \times \alpha c$$

II.2 ETUDES EXPERIMENTALES

Elles ont eu pour but la détermination de $\alpha = \frac{\tau}{c_u}$, appelé "adhésion" sol-pieu.

. CAQUOT et KERISEL indiquent que α décroît lorsque c_u augmente, c'est-à-dire que l'adhérence se fait mieux pour des argiles molles que pour des argiles raides. Ils proposent la formule :

$$\alpha = \frac{100 + c^2}{100 + 7 c^2}$$

. De nombreuses expériences effectuées par SEED et REESE, BJERRUM, PECK, RODIN et TOMLINSON, MEYERHOF, MOHAN et JAIN, et WOODWARD, LUNDGREN et BOITANO, ont vérifié ceci et ont permis de donner les valeurs de α à prendre en considération dans le calcul pratique. Elles ont d'autre part donné des indications sur la valeur de la cohésion à prendre en compte :

Dans le cas des pieux battus, le battage remanie le terrain de façon importante et donc peut, en partie ou totalement, détruire la cohésion initiale du sol. D'autre part, il entraîne une augmentation des pressions interstitielles au voisinage du pieu. Pour un pieu métallique, le frottement latéral risque alors d'être faible. Par contre, pour un pieu en béton, le fût permet un drainage et donc une dissipation assez rapide des pressions autour du pieu, si bien que le frottement latéral peut atteindre des valeurs fortes.

Dans le cas de pieux forés dans l'argile molle, l'adhérence est très voisine de 1. Par contre, les pieux forés dans l'argile raide ont, non pas une mauvaise adhérence, mais un frottement latéral faible du fait que le mode d'exécution du pieu augmente la teneur en eau du matériau, et donc diminue la cohésion.

On voit donc qu'il est très difficile de prévoir une valeur exacte pour le frottement latéral en milieu cohérent. On se contente donc en général de prendre les valeurs moyennes suivantes, indiquées par BROMS :

Nature du pieu	Valeurs du frottement moyen f	
	Argile normalement consolidée.	Argile surconsolidée
Acier	$\alpha = 0,5$	$f = 1 \text{ bar}$
Béton	$\alpha = 0,8$	$f = 3 \text{ bars}$
Bois	$\alpha = 1$	$f = 5 \text{ bars}$

II.3 NOS ESSAIS

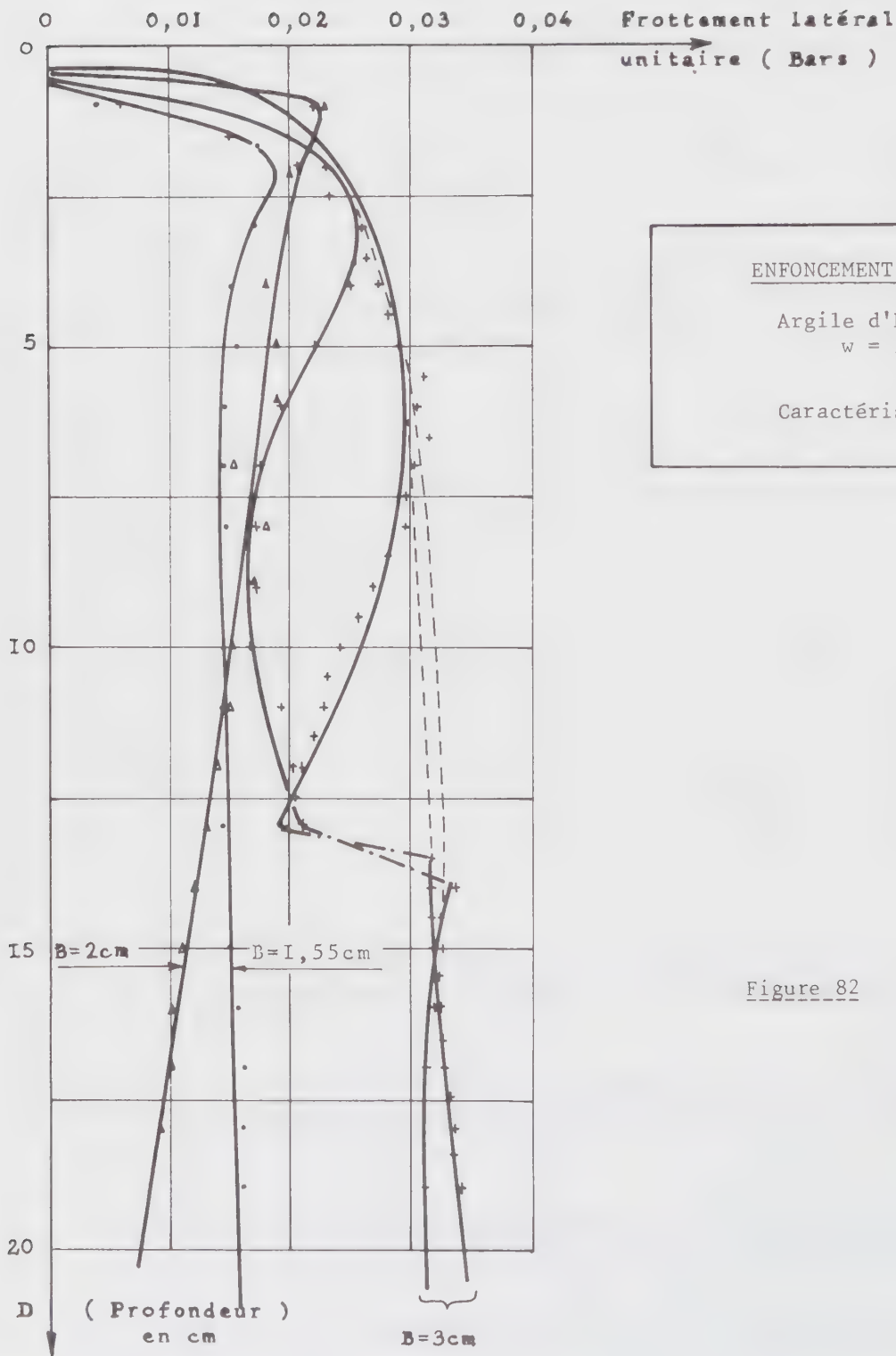
Au cours de nos essais à faible profondeur, nous avons mesuré, en même temps que l'effort de pointe, les valeurs du frottement latéral. Nous les avons reporté figure 82.

On a une certaine dispersion dans les résultats, mais en gros on observe bien une valeur limite du frottement latéral unitaire qui est atteinte assez rapidement.

En prenant pour c_u les valeurs mesurées au scissomètre (fig.78) pour la teneur en eau de l'essai, nous avons trouvé la valeur moyenne

$$\alpha = 0,5$$

ce qui correspond bien aux valeurs admises pour un pieu métallique foncé dans l'argile molle.



ENFONCEMENT DE PETITS PIEUX

Argile d'EYBENS saturée
 $w = 30 \% \approx w_{\text{sat}}$

Caractéristiques $\left\{ \begin{array}{l} w_L = 35 \% \\ w_P = 20 \% \end{array} \right.$

Figure 82

CONCLUSION

Nous avons tenté dans notre étude de préciser le comportement du pieu en ce qui concerne la charge de service et en ce qui concerne la rupture.

Dans la première partie, nous avons classé les différentes méthodes de calcul du tassement sous cette charge de service. Il reste à effectuer une comparaison avec des expériences au Laboratoire en utilisant des paramètres élastiques du sol mesurés.

En ce qui concerne les grandes déformations en milieu pulvérulent, nous avons tenté de confirmer expérimentalement les schémas de calcul proposés à la suite des travaux de GRESILLON et aboutissant à une méthode pratique de détermination de la force portante.

Pour le problème du palier, il reste néanmoins à faire encore la vérification expérimentale du comportement du pieu moulé en terrain homogène. L'expression du palier en fonction des caractéristiques mécaniques facilement mesurables par le praticien reste délicate. Pour le moment, il semble que ce soient les résultats d'un essai au pénétromètre qui donnent encore l'estimation la plus simple. Mais une détermination simplifiée et plus rapide du diagramme critique devrait permettre une application pratique générale du schéma.

Aux moyennes déformations, le calcul proposé en utilisant notre facteur de force portante N_q expérimental semble suivre de plus près l'allure du phénomène que le schéma linéaire classique. Il reste néanmoins aussi à préciser le rayon du "cylindre" dans un calcul à trois dimensions.

La limite du frottement latéral a été précisée, en relation avec celle de l'effort de pointe. Il reste à définir la phase intermédiaire pour le cas du pieu moulé, car le schéma de butée n'est mis en évidence que pour de faibles enfoncements à partir de la surface.

Pour l'étude complète des grandes déformations en milieu argileux, la confirmation d'un schéma en remontée de cylindre précédant le palier doit se faire par une étude à plus grande profondeur et sur une argile plus raide. Parallèlement, l'étude de l'influence de la vitesse d'enfoncement doit être envisagée.

BIBLIOGRAPHIE 2ème PARTIE

- (1) DE BEER 1961 "Prévisions des fondations profondes à l'aide du
pénétrömètre.
5ème I.C.S.M.F.E. Paris 111 p. 265
- (2) DE BEER 1965 "The friction jacket cone as an aid in determining
the soil profile".
6ème I.C.S.M.F.E. II, 1.4, p. 17 (Montréal 1965)
- (3) BELOT 1964 "Propriétés mécaniques sous fortes pressions d'un sable
gréseux et d'un sable sans cohésion".
Thèse de doctorat de spécialité, Université de Grenoble.
- (4) BENGST, BROMS, SILBERMAN 1964 "Skir friction Résistance for piles in
cohesionless soils".
SOLS.SOILS 10 (Sept. 64) p. 33
- (5) BEREZANTZEV, KHRISTOFOROV et GOLUBROV 1961 "Load Bearing Capacity
an déformation of piled foundations".
Ve I.C.S.M.F.E. 11 - pp. 11.12. Paris
- (6) BIAREZ 1962 "Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des
sols et des matériaux pulvérulents".
Thèse de doctorat es-Sciences, Université de Grenoble.
- (7) BIAREZ, BELLIER, BORDES, BOUCEK, LE LONG, ORLIAC, REMY 1969
"Propriétés Mécaniques des Sols sous diverses sollici-
tations".
VIIe I.C.S.M.F.E. - Mexico.

- (8) BIAREZ, FORAY, GRESILLON 1971
 "Force portante de pointe en milieu pulvérulent".
C.R.A.S. juin 1971
- (9) BIAREZ, GRESILLON 1972
 "Essais et suggestions pour le calcul de la force portante des pieux en milieu pulvérulent".
 Géotechnique.
- (10) BRINCH HANSEN 1961
 "A general formula for bearing capacity. Bul. n° 11
Danish Technical institute Copenhaguen.
- (11) BRINCH HANSEN 1970
 "A Revised and extended formula for Bearing Capacity
Dan. Geot. Inst. Copenhaguen n° 21
- (12) BROMS 1966 "Methods of Calculating the Ultimate Bearing Capacity of Piles - a Summary
Sols-soils n° 18.19 (1966)
- (13) BUISSON 1961 "Prévisions des fondations profondes à l'aide du pénétromètre".
5ème I.C.S.M.F.E. 111 p. 265 Paris
- (14) BUREL 1960 Etude expérimentale de la force portante des fondations par analogie avec des rouleaux.
 Thèse de doctorat de spécialité. Université de Grenoble.
- (15) CAMBEFORT 1964 "Essai sur le comportement en terrain homogène des pieux isolés et des groupes de pieux".
A.I.T.B.T.P. n° 204.
- (16) CAMBEFORT et CHADEISSON 1961 "Critère pour l'évaluation de la force portante d'un pieu".
Ve I.C.S.M.F.E. 11 Paris

- (17) CAQUOT et KERISEL 1966 Traité de mécanique des sols. 4e édition
GAUTHIER-VILLARS. Paris
- (18) CHADEISSON 1961 "Influence du mode de perforation sur le comportement des pieux forés et moulés dans le sol".
5ème I.C.S.M.F.E. 11 Paris p. 27
- (19) CHELLIS 1951 "Pile Foundations"
Mc Graw Hill New-York 1951
- (20) MC CLELLAND, FOCHT, EMERICH 1969 "Designing and constructing heavily loaded pipe piles".
Ocean Industry. Janvier et avril 1969.
- (21) COYLE, SULAIMAN 1967 Skir friction for steel piles in sand
Proc. A.S.C.E. SM6 Nov. 1967
- (22) DESSAINT 1966 "Contribution à l'étude de la force portante limite des fondations profondes en milieu homogène".
Thèse de doctorat de spécialité. Université de Grenoble.
- (23) DÖRR 1932 "Die Tragfähigkeit der Pfähle".
Baut. 10 S. 447
- (24) GEFFRIAUD 1971 "La force portante d'un pieu isolé.
Synthèse et limitation des méthodes de calcul usuelles.
- (25) GEUZE 1953 "Résultats d'essais de pénétration en profondeur et de mise en charge de pieux modèles".
A.I.T.B.T.P. n° 63 et 64 Mars avril 1953 p. 313
- (26) GRESILLON 1970 "Etude des fondations profondes en milieu pulvérulent".
Thèse de Docteur-Ingénieur. Université de Grenoble.
- (27) GRESILLON 1972 "Détermination de la limite de la force portante de pointe d'un pieu en milieu pulvérulent homogène.
Le Génie Civil.

- (28) JAKY 1948 "On the Bearing Capacity of Piles".
Proc. 2 I.C.S.M.F.E. Rotterdam Vol. I p. 100

- (29) JEZEQUEL, GOULET 1965 "Essais in-ditu et fondations sur pieux".
Bull. Liaison du Laboratoire des Ponts-et-Chaussées,
Paris n° 12, mars avril 1965.

- (30) KERISEL 1958 "Fondations profondes en terrains médiocres".
A.I.T.B.T.P. n° 122

- (31) KERISEL 1961 "Fondations profondes en milieu sableux : variation de
la force portante limite en fonction de la densité, de la pro-
fondeur, du diamètre et de la vitesse d'enfoncement".
Ve I.C.S.M.F.E. II - p. 75 - Paris

- (32) KERISEL et ADAM 1962. "Fondations profondes"
A.I.T.B.T.P. n° 179

- (33) KEZDI 1957 "Bearing Capacity of Piles and pile groups"
Londres 1957 Vol. II p. 46

- (34) KISHIDA 1963 "Stress distribution by model piles in sand"
Soil and Foundation Vol. IV Août 1963 n° 1

- (35) LADANYI 1961 "Etude théorique et expérimentale de l'expansion dans un
sol pulvérulent d'une cavité présentant une symétrie sphérique
ou cylindrique".
A.T.P.B. 62, p. 105

- (36) LE GALL 1965 "Contribution à l'étude de la force portante de fondations
circulaires peu profondes"
Thèse de doctorat de spécialité. Université de Grenoble.

- (37) LE LONG 1968 "Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des sols
sous fortes pressions".
Thèse de docteur-ingénieur. Université de Grenoble.

- (38) L'HERMINIER 1967 "Mécanique des sols et des chaussées".
Société de diffusion des techniques du bâtiment et des travaux publics.
- (39) L'HERMINIER, MAYER 1953 "Le pouvoir portant des pieux en milieu cohérent".
3ème I.C.S.M.F.E. II 'Zurich 1953) p. 60
- (40) MENARD 1963 "Calcul de la force portante des fondations sur la base des résultats pressiométriques".
Sols-Soils Vol. 2 n° 5 et 6
- (41) MELZER 1968 "Sondenuntersuchungen in Sand"
Mitteilungen des Inst. VGB
Technische Hochschule Aachen
- (42) MENZENBACH 1961 The Determination of the Permissible Pointloads of Piles by Means of Static Penetration Tests.
Proc. V I.C.S.M.F.E. Paris Vol. II p. 99
- (43) MEYERHOF 1951 "The ultimate bearing capacity of foundations".
Geotechnique II.
- (44) MEYERHOF 1963 "Some recent research on the Bearing Capacity of foundations"
Canadian Geotechnical Journal, Vol. 1, n° 1, p. 16-21 Sept. 1963
- (45) MOHAN, JAIN, KUMAR 1963 Load Bearing Capacity of Piles
Geotechnique 13, p. 76
- (46) NEGRE 1968 "Contribution à l'étude de l'équilibre limite des sols et des matériaux pulvérulents et cohérents".
Thèse de Doctorat ès Sciences. Fac. des Sciences de Grenoble.
- (47) OHDE 1951 "Zur Gestaltung und Berechnung von Pfahlrosten".
Strassenund Tiefbau 5, p. 259.
- (48) PRANDTL 1920 "Über die ~~M~~ärte plastischer Körper"
Nachrichten d. Kgl. Ges. d. Wiss.
Göttingen H. 1, p. 74

- (49) REY 1966 Equilibre limite des fondations peu profondes.
Thèse de doctorat de spécialité, Fac. des Sciences de GRENOBLE
1966
- (50) ROBINSKY and MORRISON 1964 "Sand displacement and compaction around
model friction piles".
Canadian Geotechnical Journal - Vol. 1 - n° 2.
- (51) RODIN et TOMLINSON 1953 "Recherches sur le frottement latéral des pieux
forés et battus dans l'argile".
A.I.T.B.T.P. n° 63-64 Mars Avril 1953 p. 343
- (52) SANGLERAT 1953 "Le pénétromètre et la reconnaissance des sols".
Dunod. Paris
- (53) SKEMPTON, YASSIN GIBSON 1953 "Théorie de la force portante des pieux".
A.I.T.B.T.P. n° 63-64 pp. 285-290
- (54) TCHENG 1966 "Fondations profondes en milieu pulvérulent à diverses
compacités".
A.I.T.B.T.P. n° 219.220
- (55) TERZAGHI et PECK 1961 "Mécanique des sols appliquée".
Dunod. Paris
- (56) TRAN-VO-NHIEM 1971 "Force portante limite des fondations superficielles
et résistance maximale à l'arrachement des ouvrages".
Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble.
- (57) VESIC 1953 "Bearing capacity of deep foundations in sand".
H.R.B. n° 39 - pp. 112 - 151.
- (58) VESIC 1964 "Investigations of bearing capacity of piles in sand".
North American Conference on deep foundations. Mexico City.

- (59) VESIC 1965 "Ultimate loads and settlements of deep foundations in sand".
Proceedings of a symposium. Duke University April 5/6 1960
(Edited by Al. Vesic).
- (60) VESIC 1967 "A study of bearing capacity of deep foundations
Final Report, Project B-189, School of Civil Engineering,
Georgia Institute of Technology Atlanta, Georgia.
- (61) WHITAKER et COOKE 1966 "An investigation of the shaft and base resistance
of large bored piles in London Clay.
Reinforced Concrete Association."
- (62) ZELIXON 1967 "Représentation de la pesanteur par gradient hydraulique dans les modèles réduits en Géotechnique.
A.I.T.B.T.P. Sols et Fondations, nov. 1967.

A N N E X E

Courbes de cisaillement du sable

et des billes de verre

Figure A1
SABLE d'HOSTUN.

Cisaillement à la boîte circulaire.

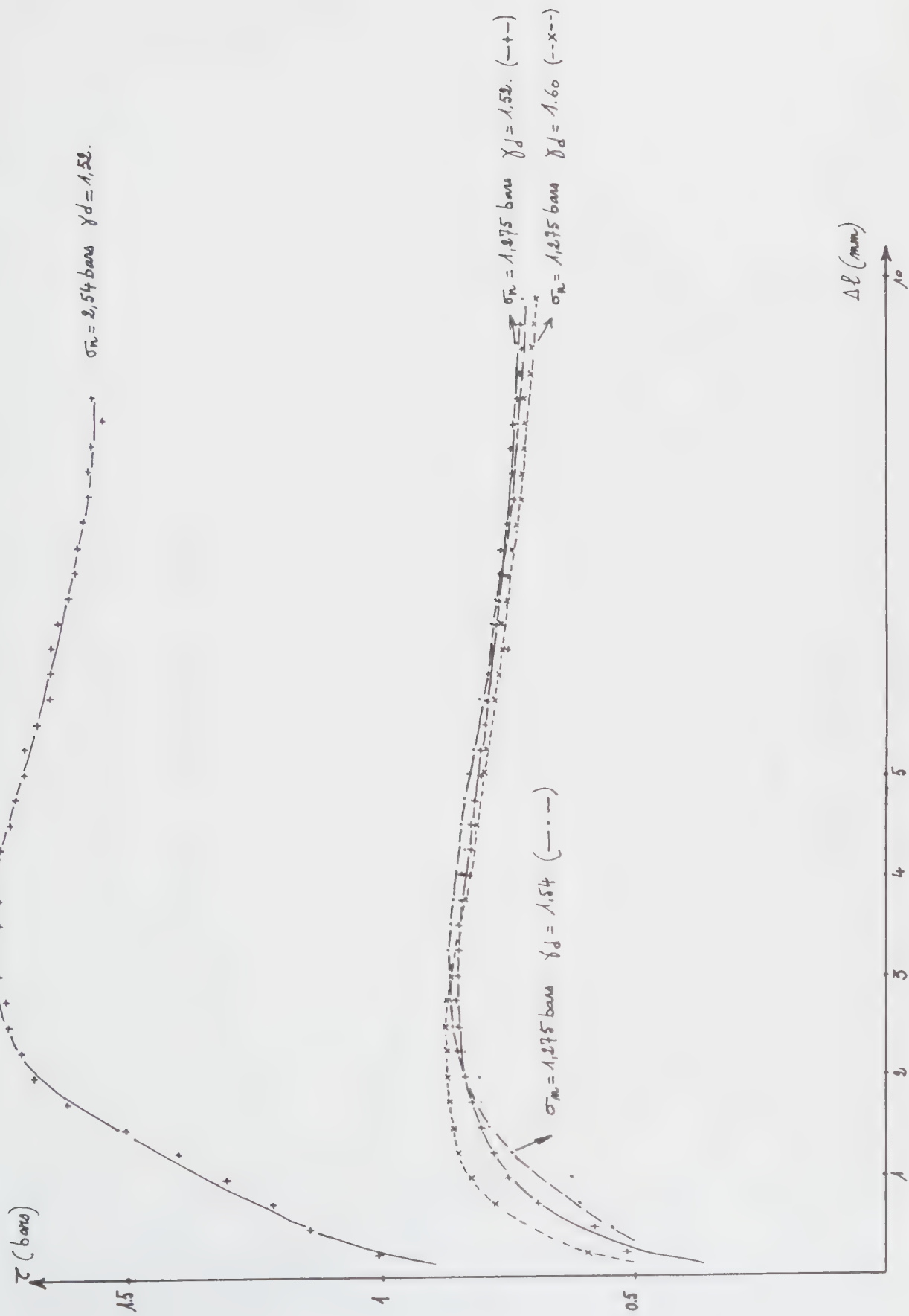


Figure A2
SABLE d'HOSTUN.

Cisaillement à la boîte circulaire

$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_d = 1,57 \quad (---+---) \\ \gamma_d = 1,53 \quad (---\bullet---) \end{array} \right.$

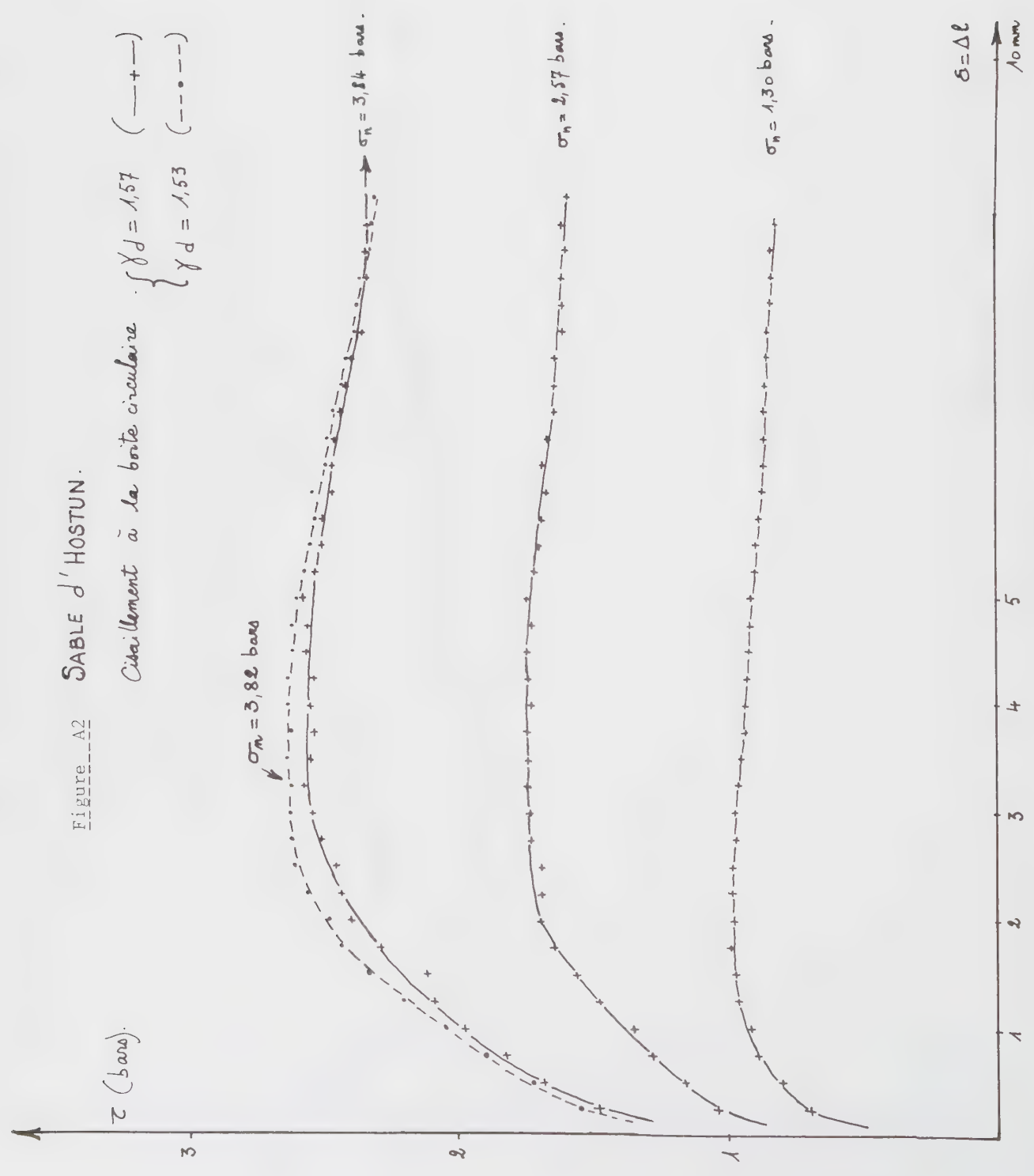
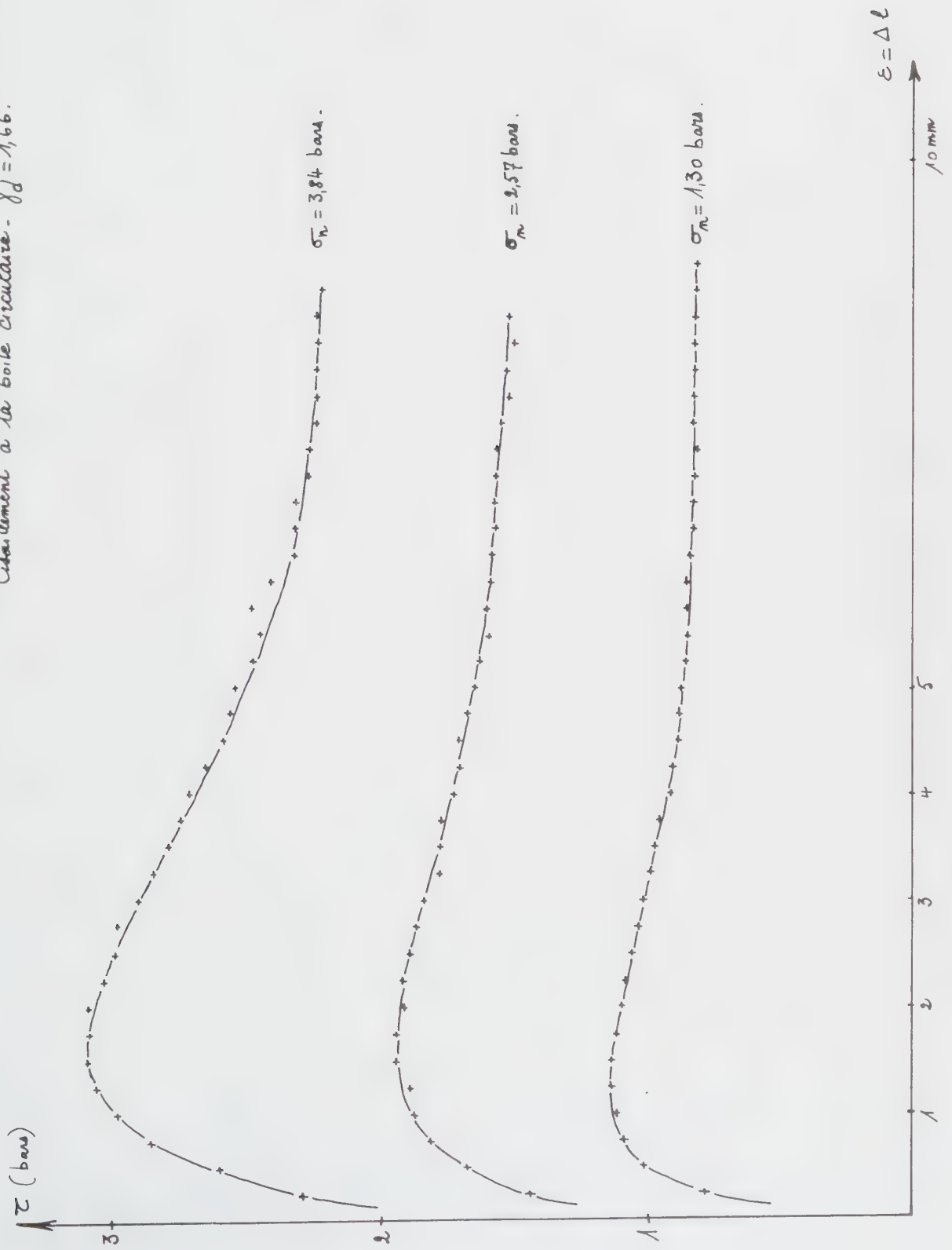


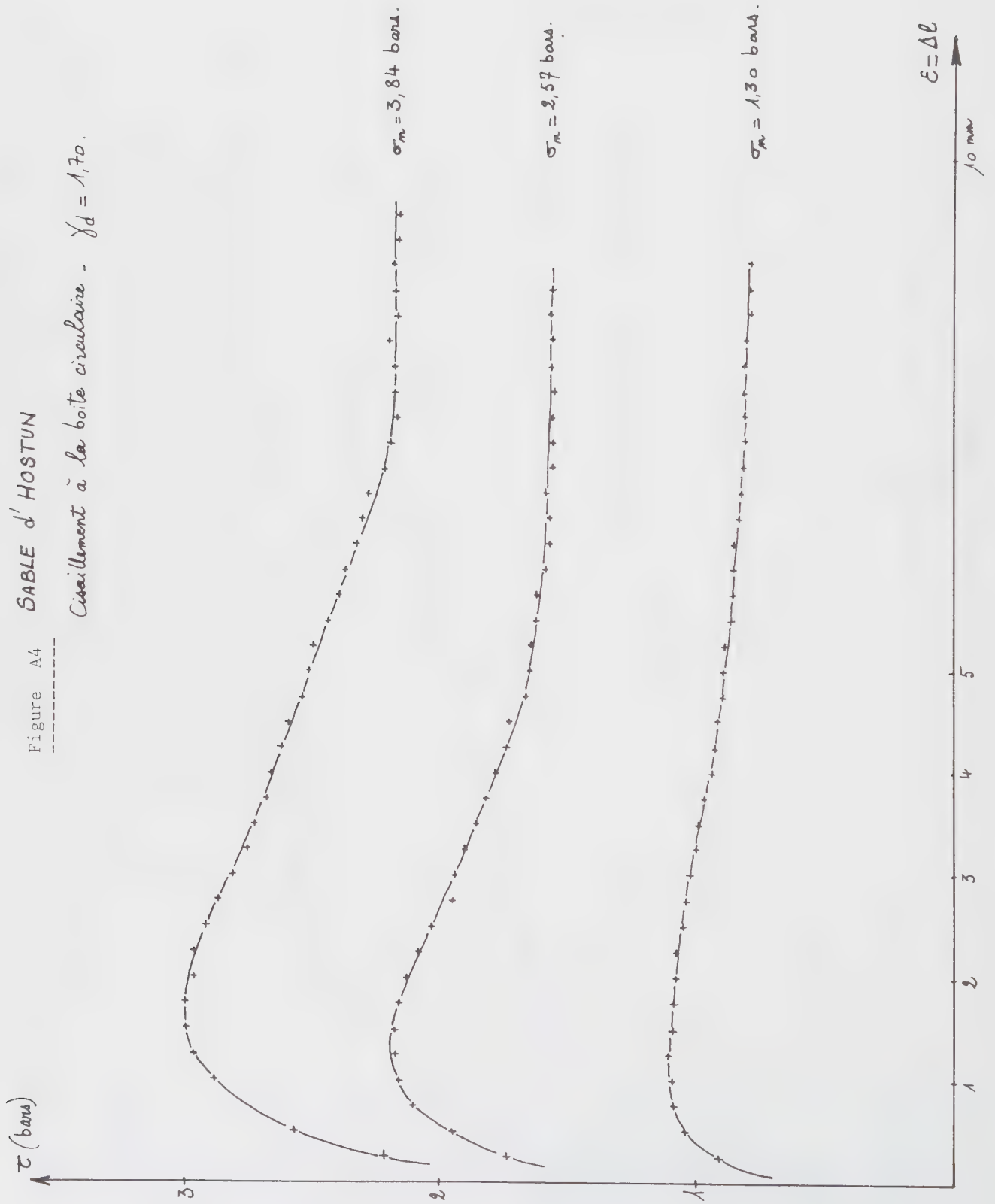
Figure A3

SABLE d'HOSTUN

Cisaillement à la boîte circulaire. $\gamma_d = 1,66$.

SABLE d'HOSTUN

Figure A4

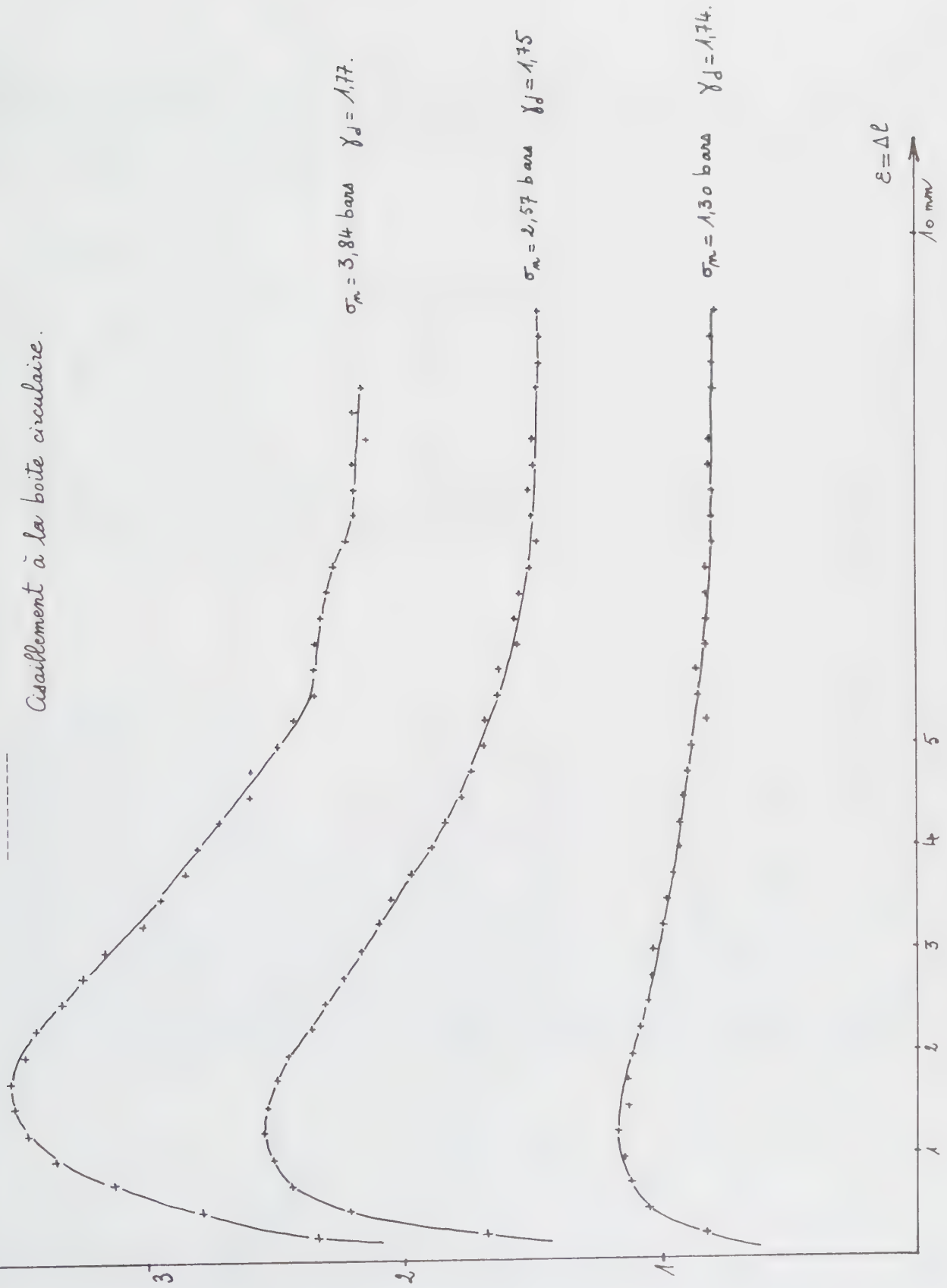
Cisaillement à la boîte circulaire - $\gamma_d = 1,70$.

τ (bars)

SABLE d'HOSTUN.

Figure A5

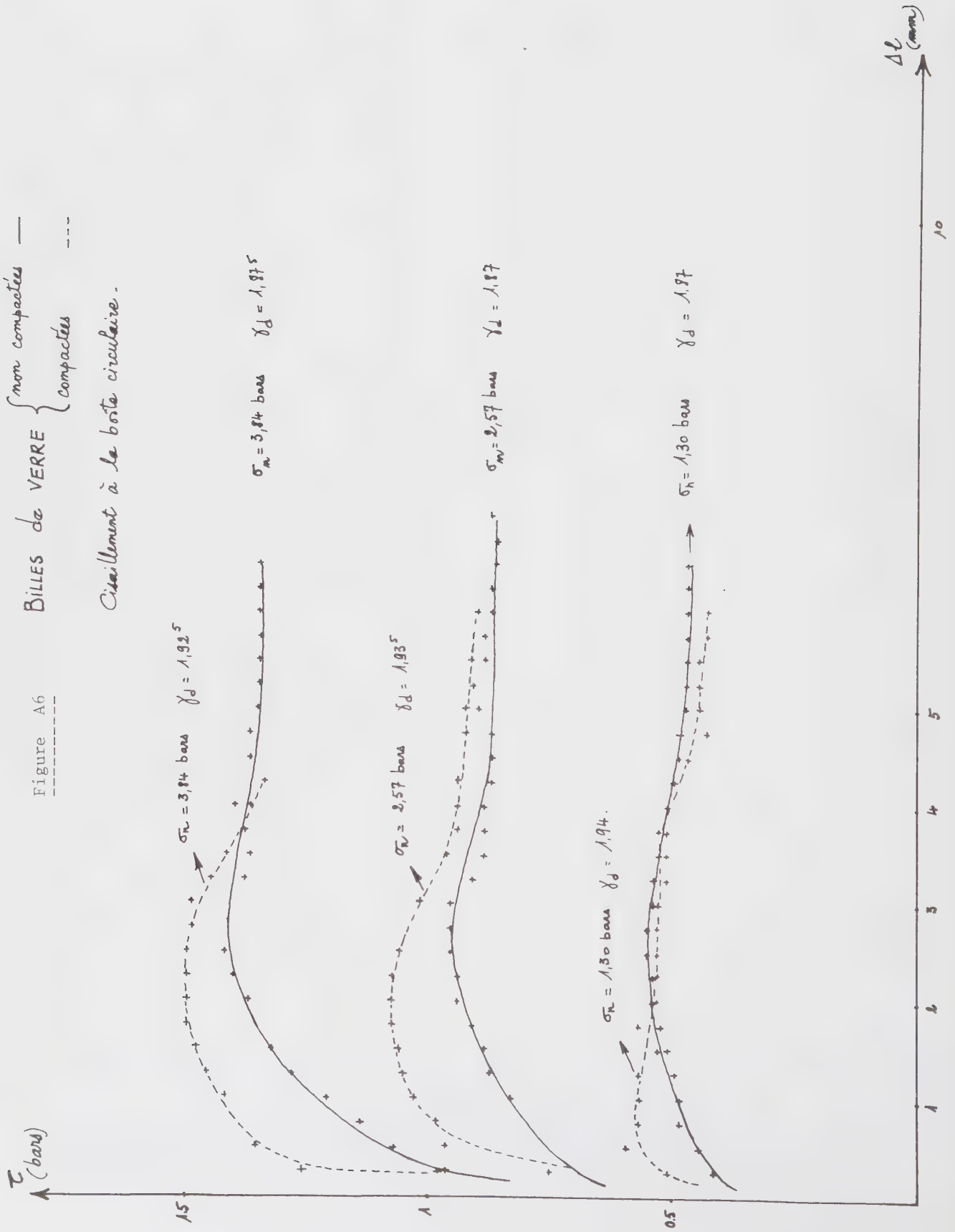
Cisaillement à la boîte circulaire.



BILLES de VERRE $\begin{cases} \text{non compactées} \\ \text{compactées} \end{cases}$

Figure A6

Cisaillement à la bête circulaire.



ESSAIS TRIAXIAUX SUR SABLE D'HOSTUN

$\sigma_3 = 1 \text{ bar}$

Hauteur de chute nulle

$\gamma_d = 1,52 \text{ g/cm}^3$

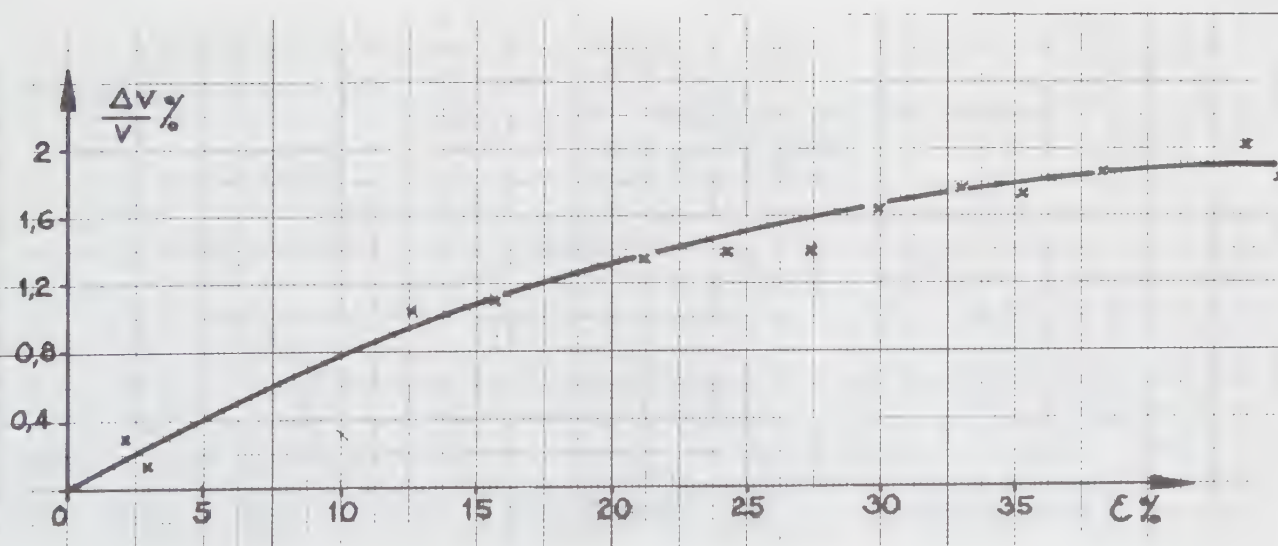
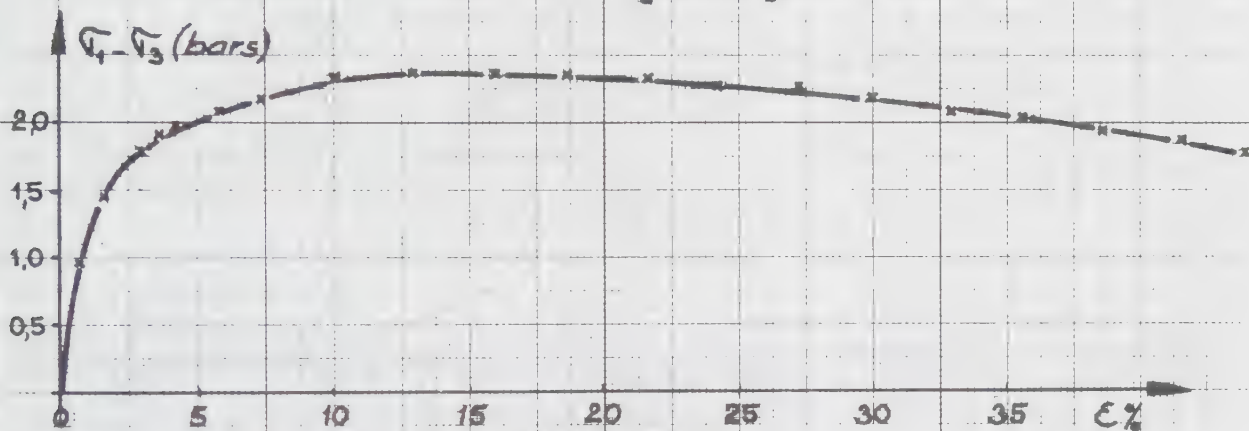


Figure A7

ESSAIS TRIAXIAUX $\phi 70$ m/m
SUR SABLE D'HOSTUN

$$\bar{\sigma}_3 = 3 \text{ bars}$$

Hauteur de chute : 20 cm

$$\gamma_d = 1,64 \text{ g/cm}^3$$

4

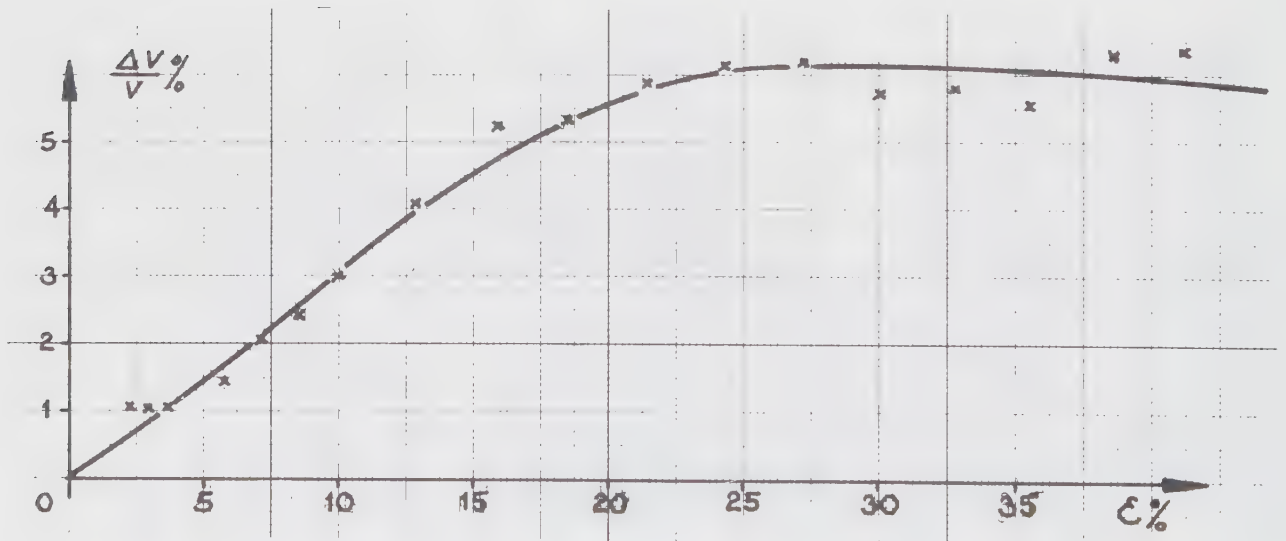
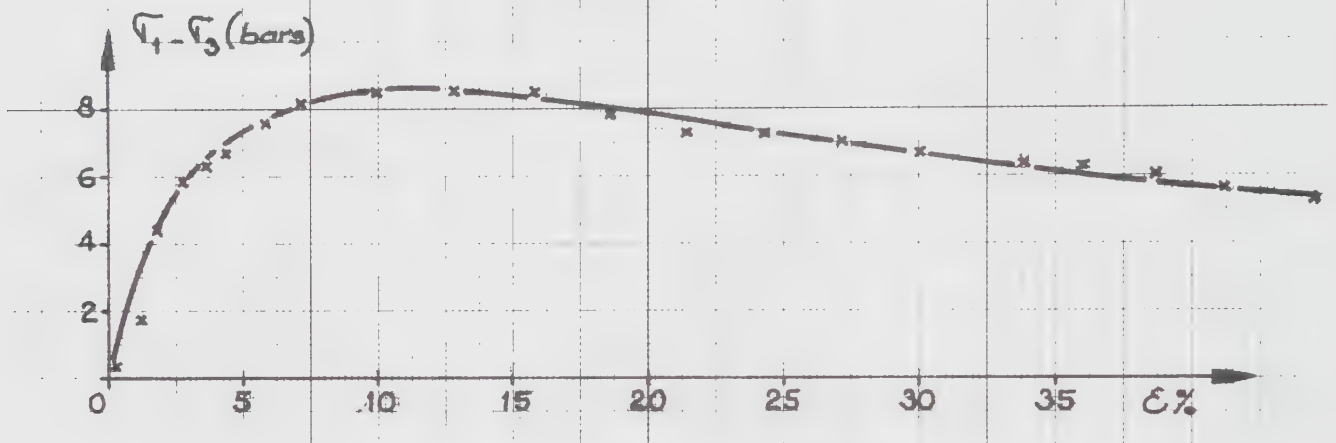


Figure A8

**ESSAIS TRIAXIAUX $\phi 70\text{mm}$
SUR SABLE D'HOSTUN**

$\bar{\sigma}_3 = 5 \text{ bars}$

Hauteur de chute 30 cm

$\gamma_d = 1,68 \text{ g/cm}^3$

5

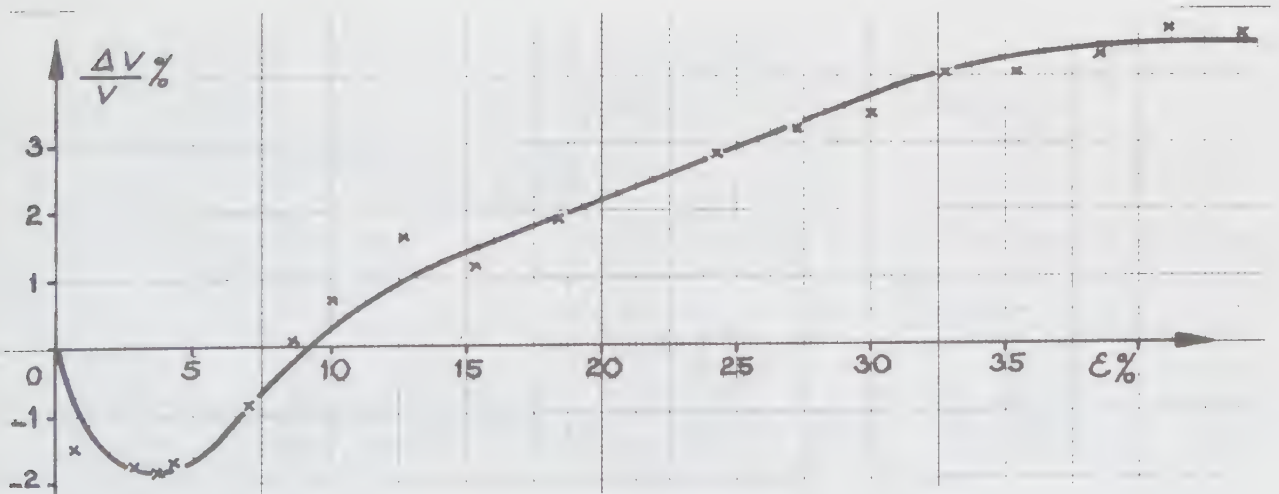
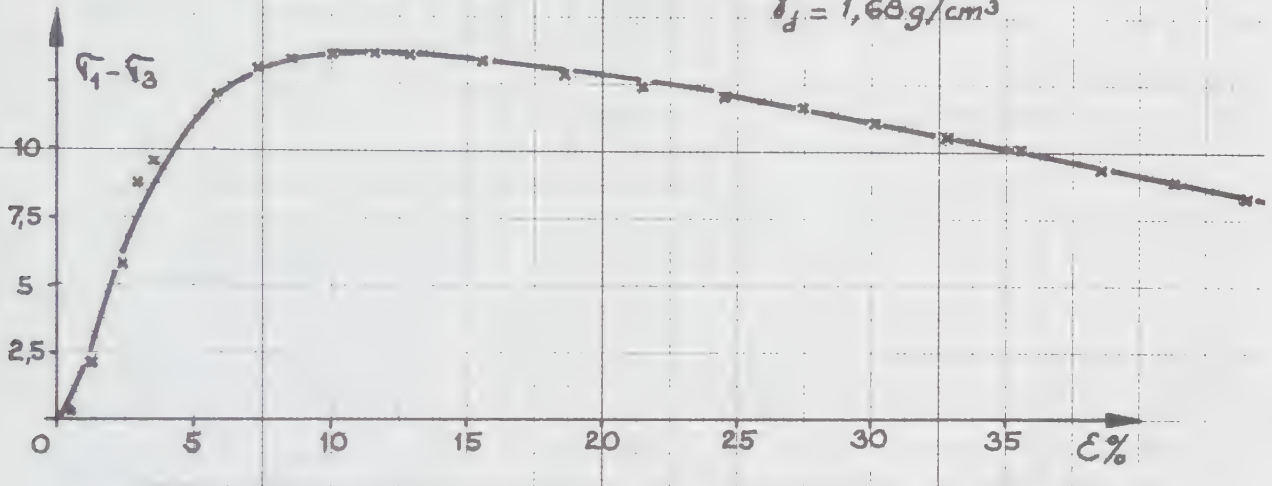


Figure A9

ESSAIS TRIAXIAUX $\phi 70$ SUR SABLE D'HOSTUN

$\sigma_3 = 7 \text{ bars}$

Hauteur de chute : 40 cm

$\gamma_d = 1,69 \text{ g/cm}^3$

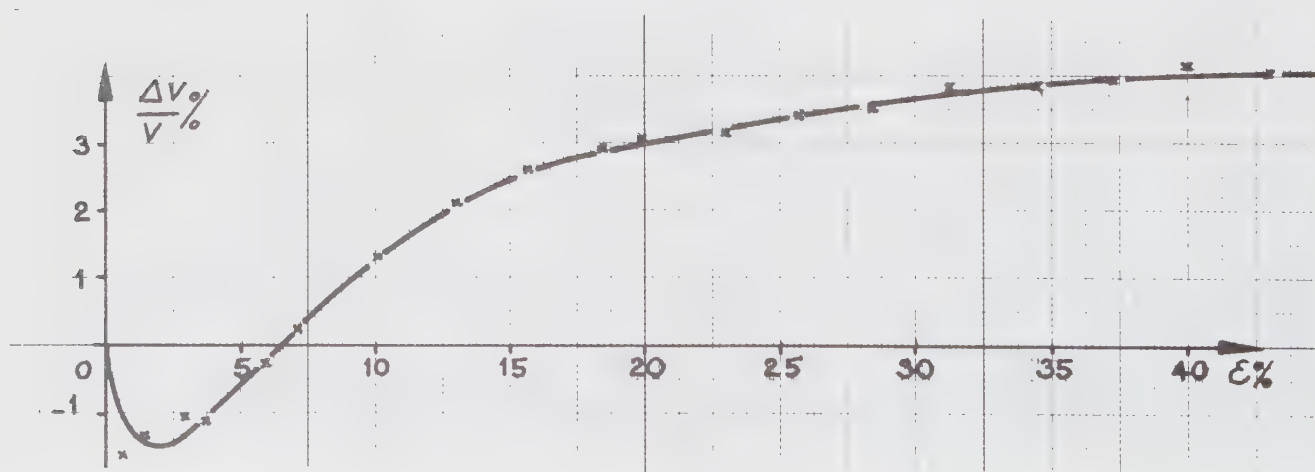
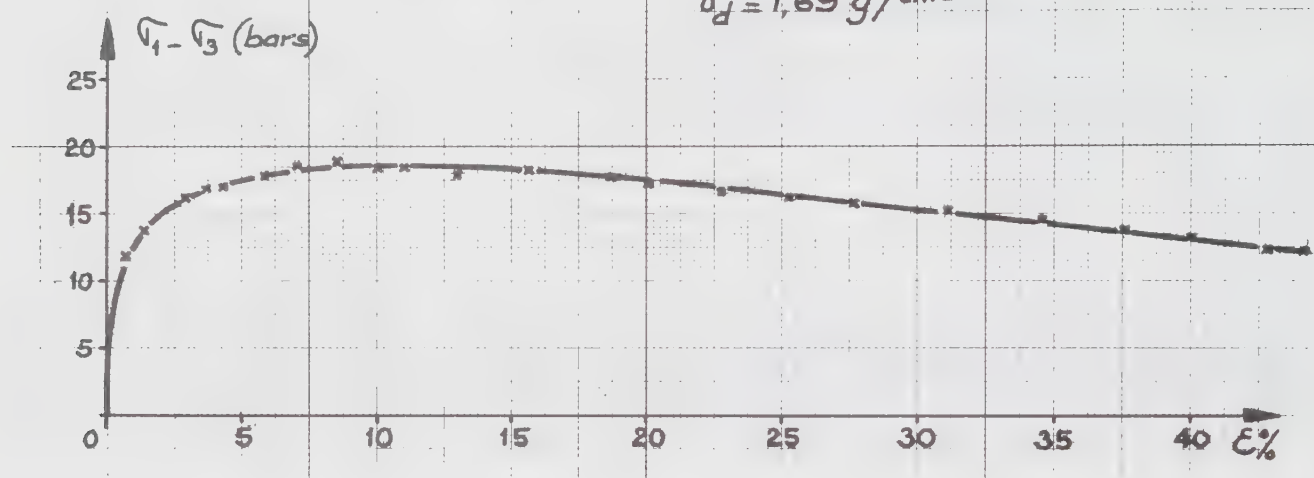


Figure A 10

ESSAIS TRIAXIAUX Ø70 SUR SABLE D'HOSTUN

$\bar{\sigma}_3 = 10 \text{ bars}$

Hauteur de chute : 50cm

$\gamma_d = 1,70 \text{ g/cm}^3$

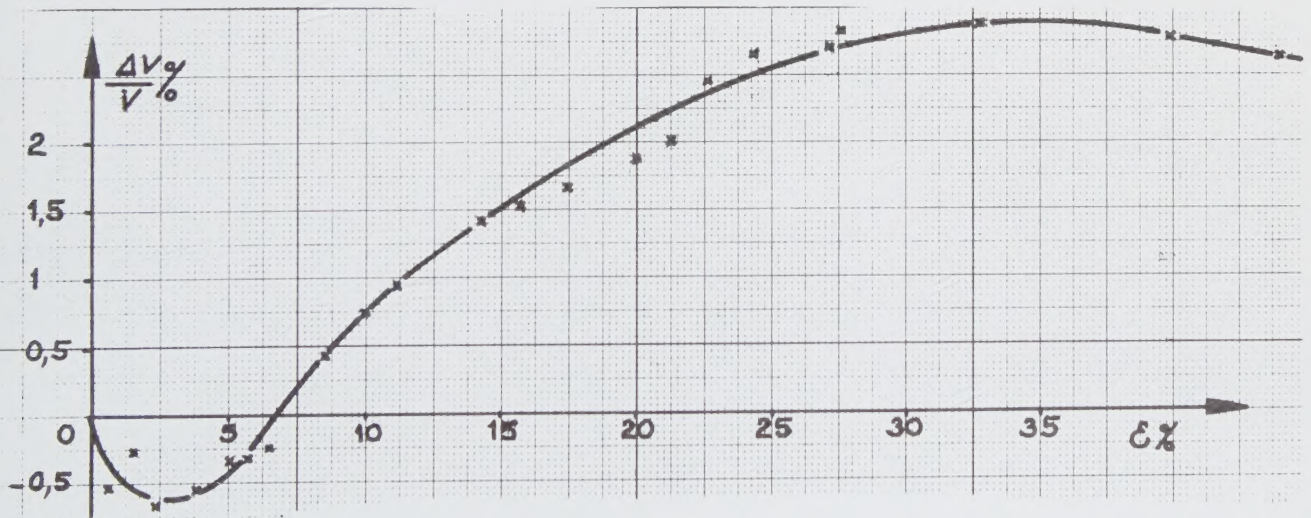
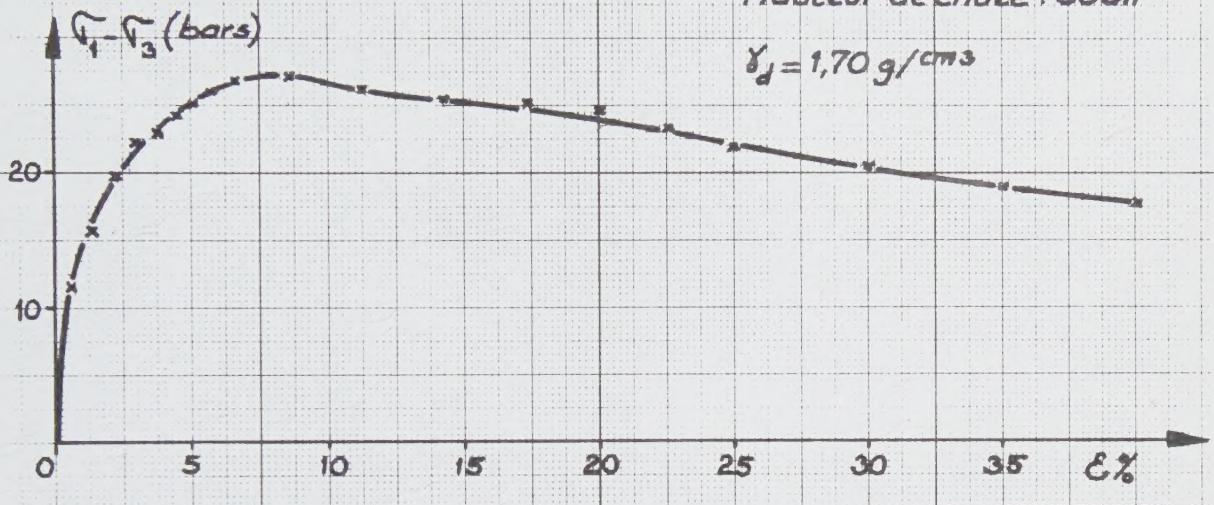


Figure A 11

